

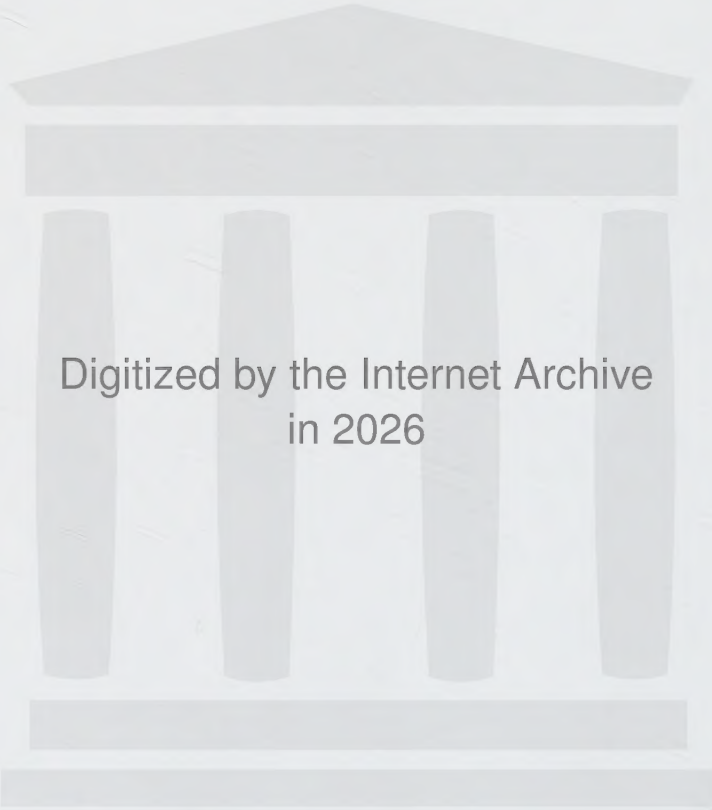
Aufbau eines Rückstoßspektrometers
für schwere Ionen und Untersuchung
des Strahlungseinfangs im System
 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

DISSERTATION
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Klaus Rudolph
aus Landsberg am Lech

München, 18. 7. 1979

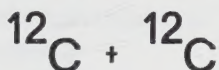
1980



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549007_0029

Aufbau eines Rückstoßspektrometers für schwere Ionen und Untersuchung des Strahlungseinfangs im System



DISSERTATION
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Klaus Rudolph
aus Landsberg am Lech

München, 18. 7. 1979

1. Gutachter: Prof. Dr. S.J. Skorka

2. Gutachter: Prof. Dr. F. Riess

Tag der mündlichen Prüfung: 18.1.1980



INHALT

	Seite
Zusammenfassung	2
1. Einleitung	4
2. Theorie des Wienfilters	7
2.1 Statisches Wienfilter	7
2.2 Hochfrequenz-Wienfilter	8
2.3 Trennwinkel bei statischem und HF-Wienfilter	12
2.4 Breite des Durchlaßfensters	14
3. Aufbau des Rückstoßspektrometers	16
3.1 Prinzipielle Anordnung	16
3.2 Aufbau des HF-Wienfilters	19
3.2.1 Festlegung von Frequenz und Driftstrecke	19
3.2.2 Länge der Ablenkplatten	22
3.2.3 Aufbau des HF-Ablenksystems	23
3.2.4 Quadrupol- und Dipol-Magnete	26
3.3 Detektorsystem	30
3.3.1 Ionisationskammer	30
3.3.2 Zeitdetektor	30
3.4 Installierung des Spektrometers	33
3.5 Steuerung des Spektrometers	33
4. Durchführung der Experimente	35
4.1 Eichung des Spektrometers	35
4.1.1 Eichung der HF-Phase	35
4.1.2 Eichung der Ablenkung	35
4.1.3 Eichung des Detektorsystems	36
4.2 Datenaufnahme	37
4.3 Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit	39
4.4 Das $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Strahlungseinfangsexperiment	42
4.4.1 Durchführung der Messung	42
4.4.2 Auswertung der Daten	44
4.4.3 Diskussion der Meßergebnisse	49
5. Schlußbetrachtung	54
Anhang	56
Literaturverzeichnis	58

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird ein neuartiges Spektrometer zum Nachweis von Reaktionsprodukten, welche die Richtung des Primärstrahls besitzen, beschrieben.

Die Installierung erfolgte am MP-Tandem-Beschleuniger in Garching. Das Instrument nutzt die vorhandene Strahlpulsung zur Separation und zur Flugzeitmessung.

Ein Hochfrequenz-Wienfilter trennt Primärteilchen und Reaktionsprodukte auf Grund ihres Geschwindigkeitsunterschiedes. Ein darauf folgendes Flugzeitspektrometer, bestehend aus einem Kanalplatten-Zeitdetektor und einer $\Delta E - E_{\text{rest}}$ -Ionisationskammer, identifiziert die Reaktionsprodukte. Die Messung von Geschwindigkeit und Energie ermöglicht eine Massenbestimmung. Aus der Energieverlustmessung wird die Kernladungszahl bestimmt.

Der Separationsgrad des Instruments erlaubt es, die verbleibende Primärteilchen-Zählrate soweit zu reduzieren, daß diese die Messung der Reaktionsprodukte nicht mehr beeinflußt.

Der Anwendungsbereich umfaßt alle Reaktionsprodukte in einem Winkelbereich von $\pm 1.7^\circ$, welche auf einer Driftstrecke von 120-240 cm eine Flugzeitdifferenz zum Primärstrahl von 25 bis 75 ns besitzen. Zwecks guter Identifizierbarkeit der Kernladungszahl sollten die Produkte eine Energie größer als 0.7 MeV/u haben.

Die computergesteuerte Eichung und Einstellung des Geräts sichert eine relativ einfache Benutzung.

Die ersten Messungen galten dem Nachweis der erst durch dieses Instrument direkt zugänglich gewordenen Fusionsprodukte aus Schwerionenreaktionen, welche statt Abdampfung von Teilchen ihre Anregungsenergie ausschließlich über Gammastrahlung abgeben.

In dieser Arbeit wird über Messungen der Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg}) x\gamma$ bei $E_{\text{Lab}} = 38.7$ und 40 MeV berichtet. Hier konnte kein Strahlungseinfang festgestellt werden.

Die Wirkungsquerschnittsgrenze von $\sigma < 100$ nb ist verträglich mit Abschätzungen nach dem statistischen Modell. Diese experimentelle Grenze ist bestimmt durch Stickstoff-Verunreinigungen im Target (ca. 10^{-3} vom Kohlenstoffanteil) und liegt eine Größenordnung über der apparativ bedingten Nachweisgrenze.

Die nahezu 100%ige Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers konnte in der Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^{23}\text{Mg}) n$ bei $E_{\text{Lab}} = 38.7$ MeV gezeigt werden. Die Wirkungsquerschnitte der sehr selektiv angeregten Zustände bei 8.95 und 9.61 MeV im ^{23}Mg stimmten mit den aus Neutronen-Flugzeitmessungen bekannten überein.

Die Messungen haben gezeigt, daß die Apparatur die an sie gestellten Forderungen hinsichtlich der Trennung des Projektilstrahls von den Reaktionsprodukten und der Energie- und Zeitauflösung erfüllt.

1. EINLEITUNG

In der Niederenergie-Kernphysik konzentriert sich das Interesse zunehmend auf Reaktionen mit schweren Ionen als Projektil.

Die Verbesserung der Tandem-Beschleuniger bezüglich Spannung und Transmission sowie die Installierung von Nachbeschleunigern gestattet es, immer schwerere Projektile auf Energien über der Coulombschwelle zu beschleunigen.

Die Entwicklung der Sputter-Quelle für negative Ionen ermöglicht die Verwendung eines breiten Spektrums von Strahlarten mit relativ hohem Strahlstrom.

Die dominierende Reaktion zwischen schweren Ionen oberhalb der Coulombschwelle ist bei Tandem-Energien die Verschmelzung von Target und Projektil zu einem Compoundkern und die anschließende Abgabe der Anregungsenergie des Compoundkerns durch Abdampfung von leichten Teilchen.

Der Compoundkern hat den Impuls des Projektils und damit dessen O^0 -Richtung. Bei Targetdicken von ca. 10^{18} Atomen pro cm^2 und totalen Fusionsquerschnitten von etwa $10^{-24} cm^2$ ist also ein Compoundkern mit 10^6 Projektilteilchen vermischt und dadurch dem direkten Nachweis (Flugzeit, Energieverlust, Energie) entzogen. Nur der Tatsache der Teilchenabdampfung ist es zu verdanken, daß die Mehrheit der Compoundkerne aus der O^0 -Richtung in den Bereich oberhalb von etwa 2.5^0 abgelenkt werden, wo sie dann als Verdampfungs-Restkerne räumlich genügend weit vom Primärstrahl getrennt mit üblichen Teilchendetektoren gemessen werden können.

Mit zunehmender Masse und Energie der Projektile gelangen jedoch immer weniger Verdampfungs-Restkerne in den zugänglichen Winkelbereich. Compoundkerne, welche ihre Anregungsenergie ausschließlich über Gammastrahlung

abgeben, erhalten einen so geringen transversalen Impuls, daß sie nicht in den Winkelbereich oberhalb von 2° abgelenkt werden, und sind damit dem direkten Nachweis mit herkömmlichen Mitteln völlig entzogen.

Gerade diese sog. Strahlungseinfang-Reaktionen aber könnten wichtige Informationen über das Verhalten von Compoundkernen bei hohen Drehimpulsen liefern, da der größte Teil ihres Wirkungsquerschnitts von Drehimpulsen nahe der Yrast-Linie erwartet wird.

Aus dieser Situation heraus entstand der Bedarf nach einem Filter, das gestattet, die Reaktionsprodukte aus der Gegend um 0° möglichst vollständig einem Identifizierungssystem zuzuführen, und auf der anderen Seite den Primärstrahl durch räumliche Trennung in möglichst großem Umfang zu unterdrücken.

Die Realisierung erfolgte durch Kombination eines magnetischen Dipol-Feldes und eines elektrischen Hochfrequenzfeldes zu einem neuartigen HF-Wienfilter. Die Theorie dieses Filters wird in Abschnitt 2.2 behandelt. Die drei wichtigsten Gründe, die zu dieser Lösung führten, seien kurz erwähnt:

1. Eine rein magnetische Ablenkung ist nicht geeignet, da Projekttilstrahl und Reaktionsprodukte im allgemeinen ähnliche magnetische Steifigkeiten besitzen.
2. Eine rein elektrische Ablenkung ist zur Trennung im Prinzip zwar geeignet, führt jedoch zu einer unerwünschten räumlichen Aufspaltung der Reaktionsprodukte entsprechend ihrer Ionenladungsverteilung.
3. Die Kombination von statischen elektrischen und magnetischen Feldern führt zu dem bekannten ladungsunabhängigen, geschwindigkeitsselektiven Wienfilter, welches in Abschnitt 2.1 behandelt wird. Um den Aufwand gering zu halten, wurde im Gegensatz zu dem bei der GSI in-

stallierten Geschwindigkeitsfilter SHIP¹⁾ für die elektrische Ablenkung ein Hochfrequenzfeld gewählt, welches gegenüber einem statischen Feld für denselben Trennwinkel erheblich geringere Spannungen benötigt (siehe Abschnitt 2.2) .

Die Konzipierung und der Aufbau des Filters und des nachfolgenden Detektorsystems zum Nachweis der Reaktionsprodukte stellten einen wesentlichen Teil dieser Arbeit dar und sind in Abschnitt 3 beschrieben.

Auf erste Strahlungseinfang-Messungen mit diesem Instrument wird in Abschnitt 4 eingegangen. Sie konzentrierten sich auf das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und galten in erster Linie dem Nachweis der Funktionsfähigkeit des neuen Geräts. Zum anderen sollte geprüft werden, ob sich von den im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ seit langem bekannten, aber bis heute nicht befriedigend erklärten Resonanzen insbesondere die bei $E_{\text{c.m.}} = 19.3 \text{ MeV}$ ²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾ auch im Strahlungseinfang $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg})\text{x}\gamma$ zeigen würde.

2. THEORIE DES WIENFILTERS

2.1 Statisches Wienfilter

Ein Wienfilter ist eine Kombination von senkrecht aufeinanderstehenden elektrischen und magnetischen Feldern. Ein geladenes Teilchen erfährt eine Ablenkung in der von der Einfallrichtung und den elektrischen Feldlinien aufgespannten Ebene.

Setzt man q = Ladung des Teilchens
 A = Masse des Teilchens
 $\vec{v}$ = Geschwindigkeit des Teilchens
 $\vec{B}$ = magnetische Feldstärke
 $\vec{E}$ = elektrische Feldstärke

und wählt man das Koordinatensystem so, daß

$\vec{v} = (0,0,v)$ $\vec{B} = (0,B,0)$ $\vec{E} = (E,0,0)$, dann erhält man den Ablenkwinkel $(\alpha,0,0)$ mit

$$\alpha = \frac{q}{A} \left(\frac{\int B(z) dz}{v} + \frac{\int E(z) dz}{v^2} \right) \quad (1)$$

$\alpha=0$ zeichnet sich durch die Tatsache aus, daß zu diesem Winkel unabhängig von Ladung und Masse Teilchen mit der Geschwindigkeit

$$v_0 = \frac{\int E(z) dz}{\int B(z) dz} \quad (2)$$

abgelenkt werden. Mit dieser Durchlaßgeschwindigkeit v_0 läßt sich dann die Ablenkung wie folgt schreiben:

$$\alpha = \frac{q}{A} \int B(z) dz \left(\frac{1}{v} - \frac{v_0}{v^2} \right) \quad (3)$$

Für Geschwindigkeiten kleiner v_0 überwiegt der quadratische Term, die Teilchen gehen in die Richtung der elektrischen Ablenkung. Geschwindigkeiten größer v_0 werden vom Magnetfeld stärker abgelenkt, die maximale Ablenkung erfolgt bei $v=2v_0$.

2.2 Hochfrequenz-Wienfilter

Nimmt man statt des statischen elektrischen Feldes ein Hochfrequenzfeld $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos(\omega t)$, so erhält man mit der Annahme $\omega l \ll v$ (l = Länge des el. Feldes):

$$v_0 = -\cos(\omega t) \frac{\int \mathcal{E}_0(z) dz}{\int B(z) dz}$$

Hier werden also je nach Phasenlage des ankommenden Teilchens außer $v_0 = \int \mathcal{E}_0 dz / \int B dz$ auch beliebige kleinere Geschwindigkeiten durchgelassen. Eine Filterwirkung ist nur dann möglich, wenn man nur bestimmte Phasenlagen zuläßt, d.h. mit gepulstem Strahl arbeitet und das Hochfrequenzfeld mit der Strahlpulsung synchronisiert.

Dann kann man davon ausgehen, daß nur zur Zeit t_T von einem Target, das von der Mitte des HF-Feldes den Abstand s hat, Teilchen kommen. Der Ablenkwinkel ist dann

$$\alpha = \frac{q}{A} \left(\frac{\int B(z) dz}{v} + \cos \omega(t + t_T) \frac{\int \mathcal{E}_0(z) dz}{v^2} \right)$$

Von der Durchlaßgeschwindigkeit v_0 (Flugzeit $t_0 = s/v_0$) fordern wir nun neben $\alpha = 0$ im Interesse eines breiten Geschwindigkeitsfensters: $\cos \omega(t_0 + t_T) = 1$, also

$$t_T = -t_0 + 2k\pi/\omega \quad k=1, 2, \dots$$

Dann erhält man: $v_0 = - \frac{\int \mathcal{E}_0(z) dz}{\int B(z) dz}$ und

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{q}{A} \int B(z) dz \left(\frac{1}{v} - \frac{v_0}{v^2} \cos(\omega(t - t_0)) \right) \\ &= \frac{q}{A \cdot v_c} \int B(z) dz \cdot \left(\frac{v_0}{v_c} - \left(\frac{v_0}{v_c} \right)^2 \cos \left(\frac{\omega s}{v_c} \left(\frac{v_0}{v_c} - 1 \right) \right) \right) \quad (4) \end{aligned}$$

Die letzte Umformung gestattet es, das Ablenkverhalten des

HF-Wienfilters relativ unabhängig von seinen konkreten Parametern zu untersuchen. In Fig. 1 ist die Funktion

$$f\left(\frac{v_0}{v}\right) = \frac{v_0}{v} \left(1 - \frac{v_0}{v} \cdot \cos C\pi \left(\frac{v_0}{v} - 1 \right) \right) \quad (5)$$

für $C = 0, 2, 4, 6$ dargestellt. $C\pi = \frac{\omega s}{v_0}$ ist dabei der Phasenwinkel, den ein Teilchen der Durchlaßgeschwindigkeit v_0 auf dem Weg vom Target zur HF-Mitte durchläuft. Die Kurve mit $C = 0$ zeigt die Ablenkung des statischen Wienfilters.

Durch Vergleich von (5) mit (4) sieht man, daß die Funktion $f\left(\frac{v_0}{v}\right)$ den Ablenkwinkel α in Einheiten der magnetischen Ablenkung

$$\alpha_m = \frac{q}{A} \frac{\int B(z) dz}{v_0}$$

für ein bestimmtes A/q mit der Geschwindigkeit v_0 darstellt.

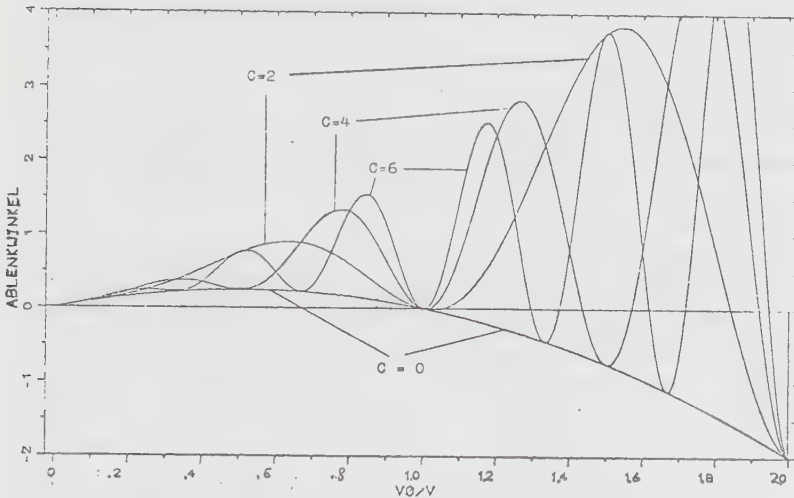


Fig. 1

Ablenkfunktion (5) eines HF-Wienfilters in Abhängigkeit von v_0/v (v_0 = Durchlaßgeschwindigkeit) für verschiedene Phasenwinkel $C = \omega s / \pi v_0$.

Vor einer Diskussion der Kurven in Fig. 1 soll kurz auf die Kinematik von Fusionsreaktionen eingegangen werden:

Bei Beschuß eines Targetkerns der Masse A_T mit einem Projektil der Masse A_P und der Laborgeschwindigkeit v_P hat der Compoundkern die Masse $A_C = A_P + A_T$ und die Laborgeschwindigkeit v_C mit

$$v_C = v_P \frac{A_P}{A_P + A_T} = v_P \frac{A_P}{A_C} \quad (6)$$

Die Evaporation von Teilchen führt zu einer Verschmierung der Geschwindigkeit der Verdampfungsrestkerne, der Mittelwert der Geschwindigkeitsverteilung bleibt jedoch bei v_C . Aufgabe des Wienfilters ist es, Kerne mit Geschwindigkeiten in der Nähe von $v_0 = v_C$ durchzulassen und die Projektile der Geschwindigkeit $v = v_P$ im Interesse eines hohen Separationsgrads möglichst stark abzulenken. Um in einer Einstellung einen möglichst großen Geschwindigkeitsbereich der Verdampfungsrestkerne zu erfassen, sollte das Durchlaßfenster möglichst breit sein. Wegen $v_P > v_C$ ist vorläufig vor allem der Bereich $v_0/v < 1$ in Fig. 1 interessant. In diesem Bereich ist die Ablenkung des HF-Wienfilters unabhängig von der Phasenlage grundsätzlich größer oder gleich der des statischen Wienfilters ($C=0$).

Es gibt aber auch Phasenlagen, bei denen die Ablenkung des Primärstrahls besonders groß wird. Anschaulich sieht man sofort, daß dies dann der Fall ist, wenn Compoundkerne und Projektile im HF-Feld entgegengesetzte Extremalwerte der Ablenkspannung "erleben" (Fig. 2).

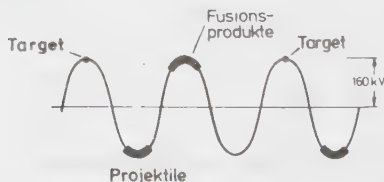


Fig.2

Bezüglich der Trennung optimale Phasenlage zwischen Projektilen und Compoundkernen im HF-Feld

Wir können diese Bedingung auch durch Ableitung von Gleichung (5) auf Seite 9 nach C erhalten:

1. Ableitung = 0 ergibt

$$C \cdot \left(\frac{v_o}{v} - 1 \right) = 0, 1, 2, \dots$$

2. Ableitung > 0 ergibt

$$\cos \left(C \pi \left(\frac{v_o}{v} - 1 \right) \right) < 0$$

Nur die ungeraden Werte von $C \cdot \left(\frac{v_o}{v} - 1 \right)$ sind also Maxima der Ablenkung und mit $v_o/v = A_P/A_C$ (Gleichung (6)) gilt für maximale Ablenkung des Primärstrahls:

$$C_{max} = (2k+1) \cdot \frac{A_C}{A_T} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (7)$$

Der Scharparameter C in Fig. 1 ist also durch die Forderung maximaler Trennung auf einfache Weise mit dem Verhältnis von Compoundmasse zu Targetmasse verbunden. Sind z.B. Target und Projektil gleich schwer, so ist $C = 2, 6, 10 \dots$ optimal.

Wir wenden uns nun dem Bereich $v_o/v > 1$ in Fig. 1 zu. Im Gegensatz zum statischen Filter ($C=0$) besitzt das HF-Wienfilter eine mit C zunehmende Zahl von Durchlaßgeschwindigkeiten unterhalb der Sollgeschwindigkeit v_o . Dies ist jedoch kein schwerwiegender Nachteil, da ja der abzutrennende Primärstrahl normalerweise bei $v_o/v_P < 1$ liegt. Nur Primärteilchen, die durch Streuung vor dem Filter einen geeigneten Energieverlust erleiden, können durch diese offenen Fenster gelangen. Gestreute Teilchen mit $v_P = v_o$ können auch im statischen Filter nicht abgetrennt werden, so daß Streuungen in jedem Fall vermieden werden müssen.

Um die Zahl der offenen Fenster außerdem möglichst klein zu halten und um sie möglichst weit zu niedrigen Geschwindigkeiten zu schieben, sollte C so klein wie möglich gemacht werden, also $C = A_C/A_T$.

Dies kommt gleichzeitig dem Wunsch nach einem breiten Durchlaßfenster um v_o herum entgegen.

2.3 Trennwinkel bei statischem und HF-Wienfilter

Nach der qualitativen Diskussion des Ablenkverhaltens von statischem und HF-Wienfilter in 2.2 mit Hilfe von Fig. 1 soll in diesem Abschnitt der Trennwinkel zwischen Reaktionsprodukten und Projektilstrahl quantitativ untersucht werden. Da wir davon ausgehen, daß die Reaktionsprodukte in der 0^0 -Richtung des Primärstrahls nachgewiesen werden, ist der Trennwinkel gleichzeitig der Ablenkwinkel des Primärstrahls, so daß es genügt, diesen zu diskutieren. Es soll hier nur das HF-Wienfilter mit optimaler Phasenanpassung betrachtet werden, also mit $C = A_C/A_T$ (siehe Seite 9). Beim Vergleich des HF-Wienfilters mit dem statischen Filter wird davon ausgegangen, daß die Spitzenfeldstärke der HF gleich der elektrischen Feldstärke des statischen Felds ist, und daß die Feldlängen gleich sind.

Für die Primärstrahlablenkung ergibt Gleichung (4) auf Seite 8 beim statischen Filter ($\omega = 0$) :

$$\alpha_{stat.} = \frac{q_P}{A_P} \cdot \frac{\int B(z) dz}{V_P} \left(1 - \frac{V_C}{V_P} \right) \quad (8)$$

Beim HF-Wienfilter wird das Cosinusglied -1 , also :

$$\alpha_{HF} = \frac{q_P}{A_P} \cdot \frac{\int B(z) dz}{V_P} \left(1 + \frac{V_C}{V_P} \right) \quad (9)$$

Mit $v_C/v_P = 1 - 1/C$ gilt:

$$\alpha_{HF}/\alpha_{stat} = \frac{V_P + V_C}{V_P - V_C} = 2C - 1 \quad (10)$$

Die Überlegenheit des HF-Wienfilters gegenüber dem statischen Filter wächst also mit zunehmender Annäherung der Rückstoßgeschwindigkeit des Compoundkerns an die Projektilgeschwindigkeit. Gerade die hohen Rückstoßgeschwindigkeiten sind vom experimentellen Standpunkt aus besonders günstig, da sie eine gute Identifizierung der Reaktionsprodukte gestatten.

Bei Targetmasse = Projektilmasse ist der Trennwinkel des HF-Wienfilters bereits 3 mal größer als der des statischen Wienfilters. Ist das Projektil doppelt so schwer wie das Target, so ist der Trennwinkel 5 mal größer.

Bei der Realisierung eines Wienfilters ist der maximal erreichbare Trennwinkel nicht durch das magnetische Feldintegral sondern durch das elektrische Feldintegral $\int E_0(z) dz$ begrenzt. Es soll deshalb hier noch eine grobe Abschätzung des Trennwinkels als Funktion dieser Größe gegeben werden:

Mit $v_C/v_P = 1 - 1/C$ und $v_C = - \int E_0(z) dz / \int B(z) dz$ ergibt sich aus Gleichung (9) auf Seite 12 :

$$\alpha_{HP} = - \frac{q_P}{A_P} \frac{\int E_0(z) dz}{v_C^2} \left(1 - \frac{1}{C}\right) \left(2 - \frac{1}{C}\right) \quad (11)$$

Nehmen wir an, daß bei Reaktionen mit $C=2$ die Elektronenhülle des Projektils vollständig abgestreift wird ($A_P \cdot c^2 \approx 2 \cdot q_P \cdot 931.48 \text{ MeV}$), und daß bei $C > 2$ das bei schwereren Projektilen abnehmende q_P/A_P durch die Zunahme von $(1 - \frac{1}{C})(2 - \frac{1}{C})$ kompensiert wird, so erhalten wir als Trennwinkel für den häufigsten Ladungszustand des Primärstrahls:

$$\alpha_{HP} \approx - \frac{3}{8} \frac{\int E_0(z) dz [\text{MV}]}{v_C^2 \left[\left(\frac{c}{n_s}\right)^2\right]} \quad (12)$$

Der bei gegebenem elektrischen Feldintegral erzielbare Trennwinkel hängt also im wesentlichen nur von der Rückstoßgeschwindigkeit der Reaktionsprodukte ab.

2.4 Breite des Durchlaßfensters

In diesem Abschnitt wird die Breite des Durchlaßfensters beim statischen und beim HF-Wienfilter abgeschätzt und verglichen.

Das Detektorsystem für die Reaktionsprodukte habe in der Ablenkrichtung eine Winkelakzeptanz $\Delta \alpha$. Die Fragestellung lautet: Wie groß ist die zugehörige Geschwindigkeitsakzeptanz Δv_c um die Durchlaßgeschwindigkeit v_0 herum für einen bestimmten Separationsgrad, d.h. für einen bestimmten Trennwinkel α_p .

Mit $\Delta v_c = v_c - v_0$ erhalten wir aus Gleichung (3) auf Seite 7 für das statische Wienfilter:

$$\Delta \alpha_c^{(st)} \approx \frac{q_c}{A_c} \cdot \frac{\int B(z) dz}{v_0^2} \cdot \Delta v_c$$

Mit dem Ausdruck (8) auf Seite 12 für den Trennwinkel α_p und mit $v_0/v_p = 1 - 1/C$ ergibt sich:

$$\left(\frac{\Delta v_c}{v_0} \right)^{(st)} = \frac{q_p}{q_c} \cdot \frac{\Delta \alpha^{(st)}}{\alpha_p} \cdot \frac{1}{C}$$

Mit der Näherung

$$\cos(C\pi(\frac{v_0}{v_c} - 1)) = 1 - \frac{C^2 \pi^2}{2} \left(\frac{v_0}{v_c} - 1 \right)^2$$

ergibt Gleichung (4) auf Seite 8 für das HF-Wienfilter:

$$\Delta \alpha_c^{(HF)} = \frac{q_c}{A_c} \cdot \frac{\int B(z) dz}{v_0^2} \left(\Delta v_c + \frac{C^2 \pi^2}{2 v_0} (\Delta v_c)^2 \right)$$

und mit dem entsprechenden Ausdruck (9) auf Seite 12 für den Trennwinkel erhält man die Beziehung:

$$\frac{q_p}{q_c} \cdot \frac{\Delta \alpha^{(HF)}}{\alpha_p} \cdot \left(2 - \frac{1}{C} \right) = \frac{\Delta v_c}{v_0} + \frac{C^2 \pi^2}{2} \left(\frac{\Delta v_c}{v_0} \right)^2$$

Die Lösung dieser quadratischen Gleichung führt zu den beiden Abschneidegrenzen für v_c :

$$\left(\frac{\Delta v_c}{v_0} \right)_{1,2}^{(HF)} = \frac{1}{c^2 \pi^2} \left(-1 \pm \sqrt{1 + 2C^2 \pi^2 \left(2 - \frac{1}{C} \right) \cdot \frac{q_p}{q_c} \cdot \frac{\Delta \alpha^{(HF)}}{\alpha_p}} \right)$$

Das Geschwindigkeitsfenster liegt beim HF-Wienfilter also nicht symmetrisch um v_0 , sondern ist zu niedrigeren Geschwindigkeiten hin verschoben, wie auch aus Fig. 1 auf Seite 9 zu ersehen ist. Der Grund liegt darin, daß die für abnehmende Geschwindigkeit zunehmende Wirksamkeit des elektrischen Felds relativ zum magnetischen Feld durch die phasenbedingte Abnahme der HF-Spannung über einen gewissen Geschwindigkeitsbereich ausgeglichen wird.

Die Gesamtbreite des Geschwindigkeitsfensters beträgt beim HF-Wienfilter:

$$\left(\frac{\Delta v_c}{v_0} \right)^{(HF)} = \frac{2}{c^2 \pi^2} \sqrt{1 + 2C^2 \pi^2 \left(2 - \frac{1}{C} \right) \cdot \frac{q_p}{q_c} \cdot \frac{\Delta \alpha^{(HF)}}{\alpha_p}}$$

Für einen groben Vergleich mit dem statischen Filter können wir die 1 unter der Wurzel gegen den Rest vernachlässigen und $2 - 1/C$ gleich 2 setzen. Dann gilt für gleichen Trennwinkel α_p und gleichen Akzeptanzwinkel $\Delta \alpha$:

$$\frac{\Delta v^{(HF)}}{\Delta v^{(st)}} = \frac{4}{\pi \cdot \sqrt{q_p/q_c \cdot \Delta \alpha/\alpha_p}}$$

Mit einem realistischen wert von $\frac{q_p}{q_c} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha_p} = 0.1$

ist also das Geschwindigkeitsfenster des HF-Wienfilters bei gleichem Separationsgrad ca. 4 mal größer als das des statischen Wienfilters!

Dieser große Vorteil, verbunden mit einem wegen der niedrigeren elektrischen Feldstärke (siehe 2.3) erheblich geringeren Aufwand, führte zu der Entscheidung, ein Rückstoßspektrometer auf der Basis eines HF-Wienfilters zu konstruieren, welches im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

3. AUFBAU DES RÜCKSTOSSPEKTROMETERS

3.1 Prinzipielle Anordnung

Fig. 3 vermittelt einen Überblick über die drei wichtigsten Komponenten des Instruments:

1. Fokussierung

Um einen großen Raumwinkel für die Reaktionsprodukte zu erfassen und die Aufweitung des Primärstrahls bis zur Abtrennung gering zu halten, ist nach dem Target zunächst eine Fokussierung mit Hilfe einer magnetischen Quadrupol-Linse erforderlich.

2. Ablenkung

Das Magnetfeld des HF-Wienfilters ist in je einen Dipol vor und nach dem HF-Ablenkkondensator aufgeteilt. Dadurch wird erreicht, daß der Compoundstrahl immer nahe der optischen Achse bleibt. Der Strahlengang ist in Fig. 4 dargestellt. Der Hauptanteil des Primärstrahls wird an der Blende 3 nach dem Ablenkkondensator abgetrennt. Primärteilchen mit sehr niedrigem Ladungszustand (hohe elektrische und magnetische Steifigkeit), die von Blende 3 nicht erfaßt werden, erfahren eine zusätzliche Ablenkung durch den zweiten Magneten und werden dann an Blende 4 gestoppt. Es verbleibt ein Strahl von Fusionsprodukten parallel zur optischen Achse.

3. Detektorsystem

Die Fusionsprodukte werden mit Hilfe einer Flugzeitstrecke und einer Ionisationskammer nach Masse, Kernladungszahl, Geschwindigkeit und Einfallsort in X und Y identifiziert. Da mit gepulstem Strahl gearbeitet wird, genügt ein Zeitdetektor am Ende der Flugzeitstrecke.

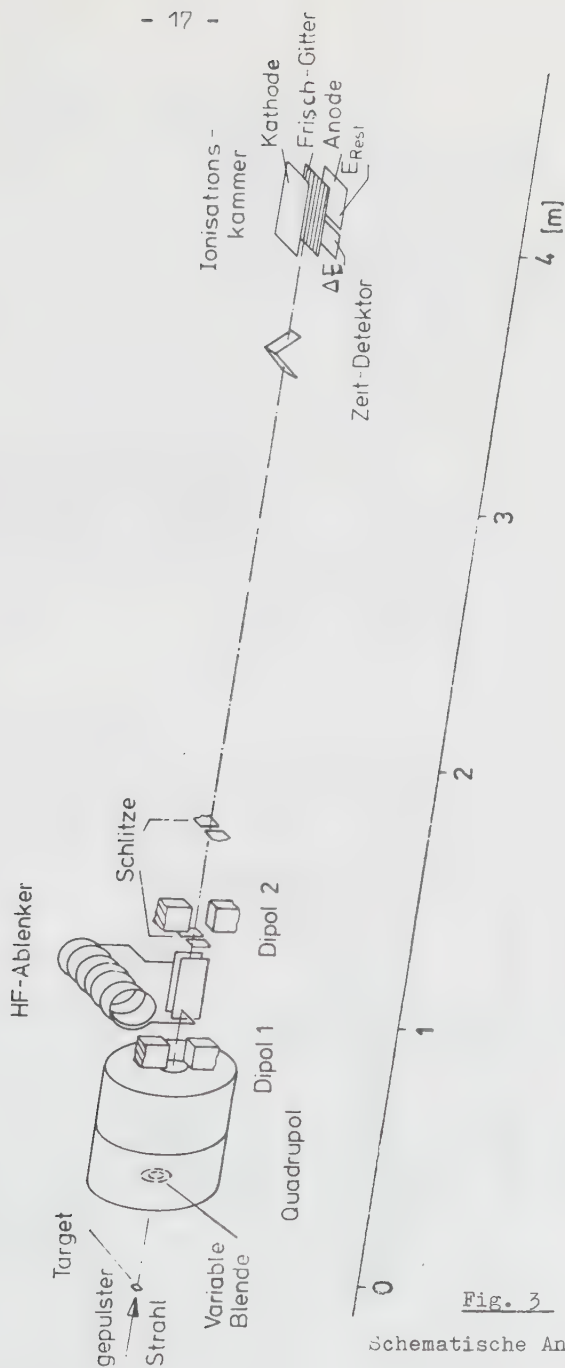


Fig. 3

Schematische Ansicht
des HF-Rückstoß-Spektro-
meters

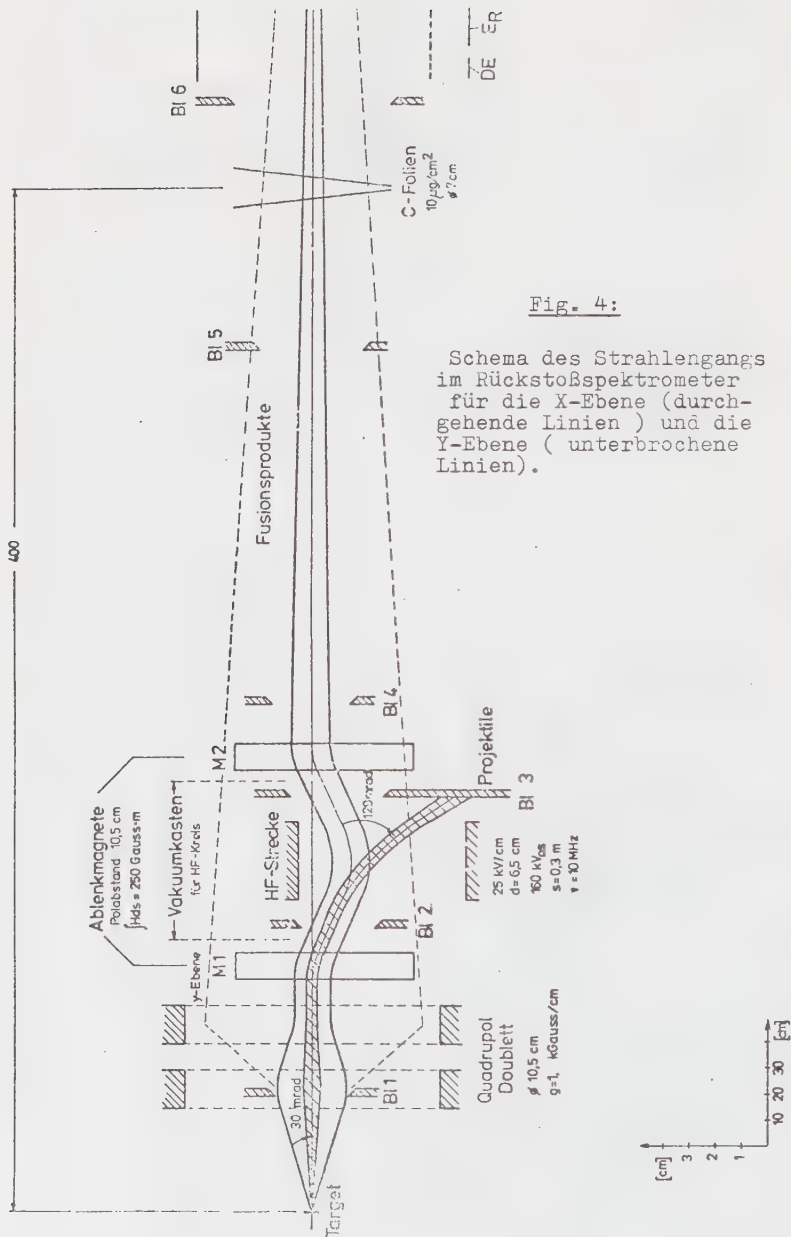


Fig. 4:

Schema des Strahlengangs
im Rückstoßspektrometer
für die X-Ebene (durch-
gehende Linien) und die
Y-Ebene (unterbrochene
Linien).

3.2 Aufbau des HF-Wienfilters

3.2.1 Festlegung von Frequenz und Driftstrecke

Die Ablenkfrequenz $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ und die Driftstrecke s zwischen Target und HF-Mitte treten in Gleichung (4) auf Seite 8 nur als Produkt auf. Zur Erhaltung größtmöglicher Allgemeinheit kann die Dimensionierung des HF-Wienfilters daher vorerst unter ausschließlicher Verwendung der Phasengeschwindigkeit $v_{Ph} = \nu \cdot s$ diskutiert werden, ohne auf Frequenz und Driftstrecke einzugehen. Anschaulich ist v_{Ph} die Geschwindigkeit, die ein Teilchen haben muß, damit auf seinem Weg vom Target zur HF eine Periode der Hochfrequenz abläuft.

Durch die Forderung nach maximalem Trennwinkel (siehe Seite 12) besteht zwischen v_{Ph} und der mittleren Durchlaßgeschwindigkeit für die Reaktionsprodukte v_0 die Beziehung:

$$v_{Ph} = \frac{C}{2} \cdot v_0 \quad (13)$$

wobei $C = A_C/A_T$ wieder das Verhältnis Compoundmasse zu Targetmasse ist.

Fig. 5 a,b,c verschafft einen Überblick über die Geschwindigkeiten der an einem 13 MV-Tandem-Beschleuniger erzeugbaren Compoundkerne für die Massenverhältnisse $C = 1.5$, 2 und 3.

Aufgetragen sind als Begrenzungslinien:

1. die Coulombschwelle der Reaktion
2. die Gerade $v = 1.15$ cm/ns, unterhalb von welcher die Messung von Energie und Kernladungszahl der Reaktionsprodukte schwierig wird.
3. die maximal mögliche Compound-Geschwindigkeit, errechnet für 13 MV Terminalspeisung und den häufigsten Ladungszustand am Terminal.

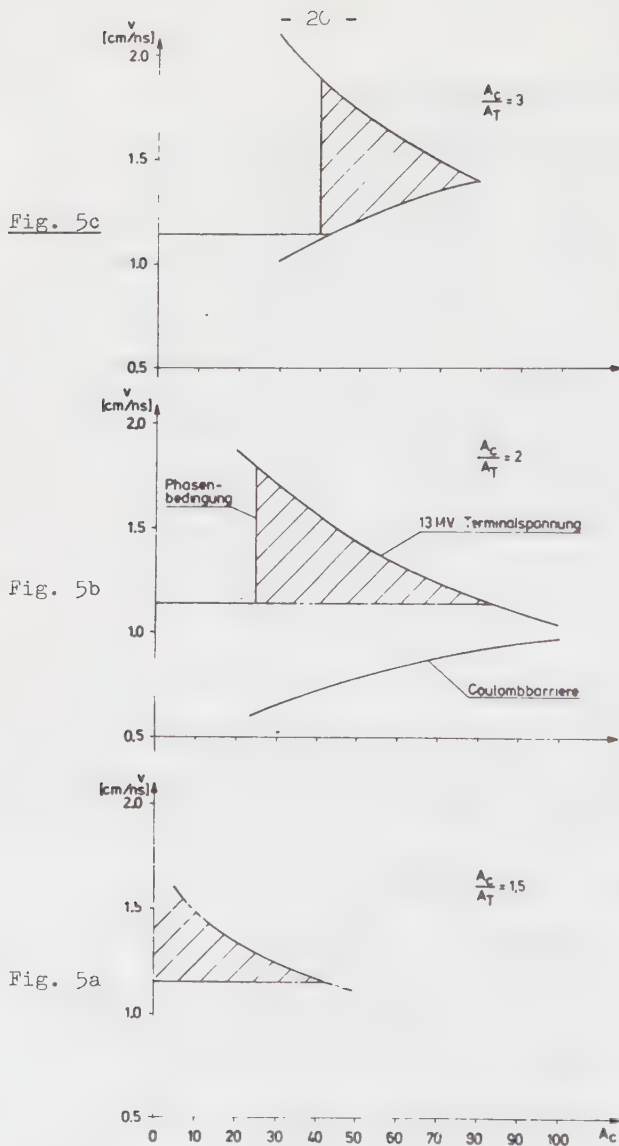


Fig. 5 : Übersicht über die Geschwindigkeiten von erzeugbaren bzw. identifizierbaren Compound-Massen A_C für verschiedene Massenverhältnisse A_C/A_T (A_T = Target-Masse).

In den schraffierten Bereichen wird also das Hauptanwendungsgebiet des Rückstoßspektrometers liegen. Im Fall (a) (leichtere Projektile auf etwa doppelt so schwere Targets, $C = 1.5$) ist der Anwendungsbereich durch die Auflösungsforderung $v \geq 1.15$ cm/ns auf Compoundmassen unterhalb von $A_C = 40$ beschränkt. Der wünschenswerte Geschwindigkeitsbereich liegt zwischen 1.15 und 1.5 cm/ns. Entsprechend Gleichung (13) auf Seite 19 sollte also v_{Ph} zwischen 0.86 und 1.12 cm/ns liegen.

Im Fall (b) (Projektile- und Target-Kern etwa gleich schwer, $C = 2$), begrenzt ebenfalls die Auflösungsforderung auf Compoundkerne unterhalb von $A_C = 80$. Beschränkt man sich hier auf etwa $A_C = 24$ als leichtesten Compoundkern, so beträgt der zu überstreichende Geschwindigkeitsbereich 1.15 - 1.8 cm/ns. Die Phasengeschwindigkeit v_{Ph} sollte also ebenfalls zwischen 1.15 und 1.8 cm/ns liegen.

Im Fall (c) (Projektile etwa doppelt so schwer wie das Target, $C = 3$) begrenzt die Coulombschwelle auf $A_C = 80$. Mit dieser Kombination lassen sich bis herunter zu $A_C = 40$ Experimente an der Coulombschwelle durchführen, ohne die Auflösungsforderung zu verletzen. Beschränkt man sich auf Compoundkerne oberhalb von $A_C = 40$, so liegt die Geschwindigkeit zwischen 1.15 und 1.9 cm/ns, v_{Ph} zwischen 1.72 und 2.85 cm/ns.

Zusammenfassend kann man sagen, daß für die hier diskutierten Target-Projektile-Kombinationen $v_{Ph} = v \cdot S$ im Idealfall zwischen 0.86 und 2.85 cm/ns liegen sollte, daß also entweder die Ablenkfrequenz oder der Abstand Target-HF um einen Faktor 3 variierbar sein sollten.

Außerdem waren aber noch die drei folgenden Bedingungen zu beachten:

1. Da das Wienfilter mit der Pulsung synchronisiert werden muß, kann die Ablenkfrequenz nur ein ganzzahliges Vielfaches der Pulsfolgefrequenz von 5 MHz sein.

2. Die Fokussierung vor der HF-Ablenkung beansprucht mindestens eine Länge von 1 m .

3. Da das Rückstoßspektrometer zwischen zwei vorhandenen Experimenten zu installieren war, durfte es nicht länger als etwa 4 m sein.

Da mit 5 MHz die Dimensionen untragbar groß geworden wären und mit 15 MHz der wichtige Bereich um $v_{Ph} = 1.2 \text{ cm/ns}$ herum (entsprechend einem Abstand Target-HF von 80 cm) wegen der Fokussierung nicht realisierbar ist, wurde die Frequenz auf 10 MHz festgelegt. Durch Variation der Strecke Target-HF zwischen 120 und 240 cm wird hiermit ein Bereich von v_{Ph} zwischen 1.2 und 2.4 cm/ns abgedeckt. Dies entspricht zwar nicht in vollem Umfang dem auf Seite 21 diskutierten Bereich von $v_{Ph} = 0.85 - 2.85 \text{ cm/ns}$, der Bereich zwischen 0.85 und 1.2 cm/nsec ist aber bei Verzicht auf die optimale Phasenlage ebenfalls zugänglich. Sollten sich einmal Messungen bei v_{Ph} oberhalb von 2.4 cm/ns als notwendig erweisen, so können diese durch Umbau auf 15 MHz durchgeführt werden.

3.2.2 Länge der Ablenkplatten

Wie sich durch Integration der sinusförmigen Ablenkspannung über den Bereich der Aufenthaltszeit im Ablenkfeld zeigen läßt, ist die laufzeitbedingte Reduktion der Ablenkspannung durch den Faktor

$$\beta = \frac{2 \sin(\delta/2)}{\delta}$$

gegeben, wobei δ der Phasenwinkel ist, den ein Teilchen

der Geschwindigkeit v in einem HF-Feld der Länge l durchläuft: $\delta = \omega l/v$.

Es ist nicht sinnvoll, δ größer als etwa $\pi/2$ zu wählen (dies entspricht einem Laufzeitfaktor β von 0.9), weil von da an der Gewinn an Feldlänge bei vorgegebener Ablenkspannung keine Erhöhung von $\int \mathcal{E}_0(z) dz$ mehr bringt. Mit wachsender Plattenlänge muß nämlich wegen der Strahlablenkung der Plattenabstand erhöht werden, so daß die Feldstärke $\mathcal{E}_0$ sinkt.

Entsprechend der Ablenkfrequenz von 10 MHz wurde daher eine Plattenlänge von 25 cm gewählt. Dies entspricht auf Grund der Randfelder einer effektiven Plattenlänge von ca. 30 cm. Damit ergibt sich $\delta = \frac{\pi}{2}$ für $v = 1.2 \text{ cm/ns}$.

3.2.3 Aufbau des HF-Ablenksystems

Tab. 1 gibt die wesentlichen Parameter der HF-Ablenkung wieder. Die niedrige Frequenz erforderte die Zusammensetzung des Schwingkreises aus diskreten Elementen. Der Ablenkkondensator wurde zusammen mit der zugehörigen Spule in einem rechteckigen Vakuumkasten angeordnet (siehe Fig. 6). Die maximale Ablenkspannung von 160 kV wird bei ca. 10 kW HF-Leistung erreicht und ist durch die maximal zulässige thermische Belastung der gegenwärtig verwendeten Quarzhalterungen gegeben. Nach einer Verbesserung dieser Halterungen sollten 200 kV möglich sein. Der Plattenabstand von 6.5 cm wurde so gewählt, daß auf keinen Fall Primärteilchen auf die Platten prallen und dadurch in den Detektor gestreut werden können. Mit der gegenwärtig erreichbaren Feldstärke von 25 kV/cm beträgt das Feldstärkeintegral $\int \mathcal{E}_0(z) dz$ ohne Laufzeitfaktor 0.75 MV. Für den Trennwinkel erhalten wir mit der Abschätzung (12)

Tab. 1 Eigenschaften des HF-Ablenksystems:

Frequenz: 10 MHz

Ablenkrichtung: waagrecht

Plattenlänge: 25 cm

effektive Plattenlänge: ca. 30 cm

Plattenabstand: 6.5 cm

Plattenhöhe: 12 cm

max. HF-Leistung: 15 kW

max. Ablenkspannung: 160 kV_{OS}

Ablenkspannung erdsymmetrisch

Halterung der Ablenkplatten: Quarzplatten, 20 mm stark

Durchmesser der Spule: 20 cm

Länge der Spule: 70 cm

Windungszahl: 16

Windungsquerschnitt: 2x 9 mm ϕ Cu-Rohr

(Doppelrohr zur Hin- und Rück-
führung des Kühlwassers)

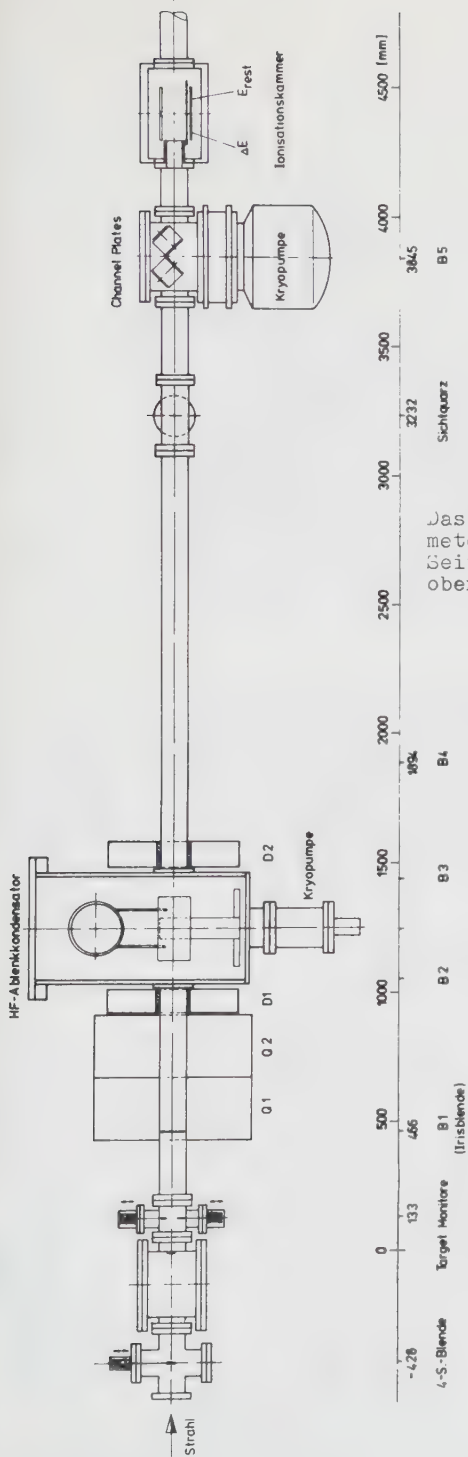
mechanische Stabilisierung der Spule:

2 Al₂O₃-Stangen 10 mm ϕ (Degussit Al 23)

Abstimmung: durch Variation des Abstands von zwei
Hilfsplatten auf Erdpotential gegenüber
den Ablenkplatten

Konstanz der Ablenkamplitude: < 1%

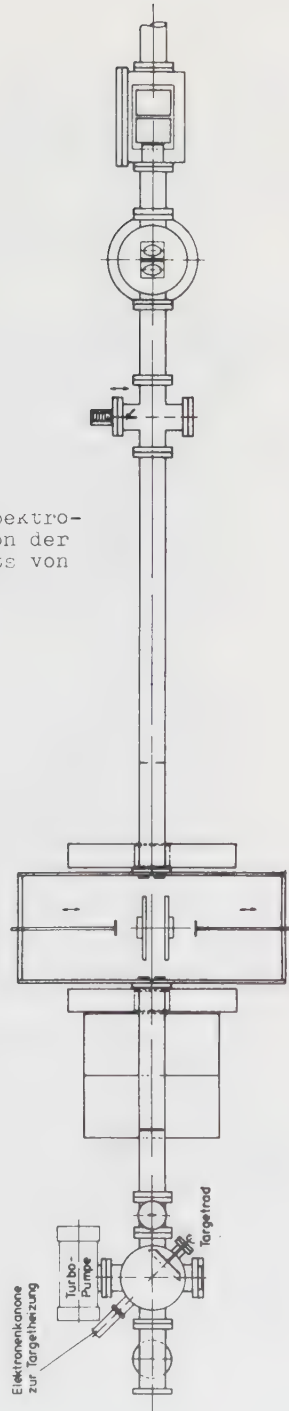
Konstanz der Ablenkphase: < 1 ns



- 25 -

Fig. 6:

Das Rückstoß-Spektrometer, links von der Seite und rechts von oben gesehen



auf Seite 13 unter Berücksichtigung des Laufzeitfaktors :

$$\begin{aligned}\alpha &= 175 \text{ mrad für } v_C = 1.2 \text{ cm/ns} \quad \text{und} \\ \alpha &= 104 \text{ mrad für } v_C = 1.6 \text{ cm/ns}\end{aligned}$$

Mit einem Trennwinkel dieser Größe ist bei einer Winkelakzeptanz des Spektrometers von $\pm 20 - 30$ mrad ein befriedigender Separationsgrad zu erwarten, wenn man berücksichtigt, daß die Winkeldivergenz des Compoundstrahls und des im Target rutherford- und vielfachgestreuten Primärstrahls durch die Fokussierung erheblich reduziert wird. Da die Verteilung der niedrigen Ladungszustände des Primärstrahls nicht bekannt ist, kann der Separationsgrad nicht berechnet werden, sondern er muß experimentell bestimmt werden.

Die Ablenkung erfolgt in waagrechter Richtung, da dies für die Konstruktion des Ablenksystems günstiger war. Fig. 7 zeigt die Verkopplung des Wienfilter-HF-Systems mit der Nanosekundenpulsung. Eine Phasenregelung hält die Wienfilter-Phase relativ zur Ankunftszeit der Strahlpulse auf besser als eine ns konstant. Die HF-Amplitude des Wienfilters ist ebenfalls auf besser als 1% stabilisiert.

3.2.4 Quadrupol- und Dipol-Magnete

Die Daten der Magnete sind in Tab. 2 auf Seite 28 zusammengefaßt. Die Vermessung der Feldstärken wurde von G. Böhm im Rahmen einer Zulassungsarbeit ⁶⁾ durchgeführt. Die Fokussierung erfolgt mit einem Quadrupol-Dublett. Die Linsen sind so gepolt, daß das erste Singlett in X fokussiert und in Y defokussiert. Dadurch entsteht, der Ablenkrichtung X angepaßt, ein Strahlprofil, welches in X schmal und in Y breit ist (siehe Fig. 4).

Fig. 7:

Blockschaltbild von Nanosekundenpulsung und Wienfilter-Hochfrequenzablenkung

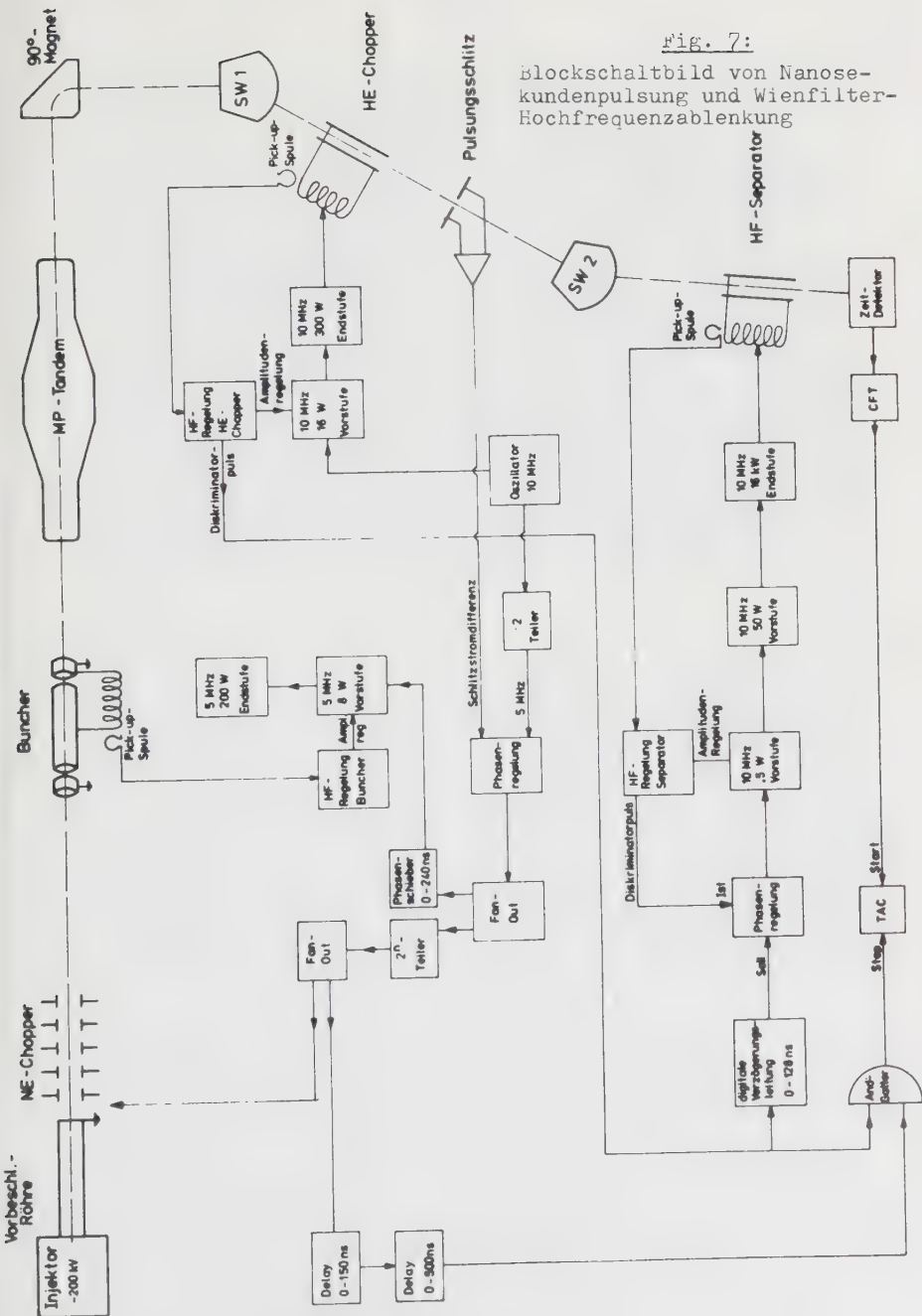


Tabelle 2 : Eigenschaften der Magnete

Quadrupol-Singletts:

Öffnung: 108 mm ϕ
Polschuhlänge: 157 mm
effektive Länge: 170 mm
(mit Spiegelplatten)
Baulänge: 240 mm
(mit Spiegelplatten)
Durchmesser: 616 mm
max. Feldgradient: 1.4 kG/cm
Remanenz: < 1 ‰
Stromversorgung: 90 V 150 A

Dipole

Polschuh-Abstand: 108 mm
Polschuh-Länge: 100 mm
effektive Länge: 168 mm
Polschuh-Breite: 170 mm
max. Feld: 2.4 kG
max. $\int B(z) dz$ 40 kG·cm
Remanenz: 15 Gauß
Stromversorgung: 40 V 155 A
(2 Dipole in Serie)

Wegen des für die Fälle $C = 1.5$ und $C = 2$ (siehe Seite 21) erforderlichen niedrigen Abstands Target-HF-Mitte von 120 cm mußten die Quadrupol-Linsen relativ kurz gebaut werden. In dieser Stellung beträgt der Abstand Target-Linsenanfang ca. 47 cm und gestattet die Erfassung eines Raumwinkels von 3 msr (entsprechend einer Winkelakzeptanz von ± 30 mrad in X und Y).

Die Brechkraft der Linse reicht trotz dieser geringen Gegenstandsweite aus, da bei $C = 1.5$ und 2 die Rückstoßgeschwindigkeiten und damit die magnetischen Steifigkeiten nicht allzu groß sind.

Für $C=3$ wird der Abstand Target-HF größer und die Linse kann (unter 'Opferung' von Raumwinkel) ebenfalls weiter vom Target entfernt werden, um die höhere magnetische Steifigkeit zu bewältigen.

3.3 Detektorsystem

3.3.1 Ionisationskammer

Die Eigenschaften der von U. Quade entwickelten Ionisationskammer⁷⁾ sind in Tab. 3 zusammengefaßt.

Das große Eintrittsfenster gestattet es, trotz der starken Vergrößerung der Quadrupollinse (Bildweite /Gegenstandsweite bis 1:8) eine breite Verteilung von magnetischen Steifigkeiten in die Kammer zu fokussieren und dadurch den wesentlichen Anteil der Ladungsverteilung der Fusionsprodukte zu erfassen.

Die Ortsmessung gestattet es , die Fokussierung zu überprüfen.

Die Bestimmung der Kernladungszahl erfolgt durch Messung des differentiellen Energieverlusts mit dem ersten Teil der Anode und der Restenergie im zweiten Teil.

3.3.2 Zeitdetektor

Da von der Ionisationskammer bei der relativ niedrigen Energie der Fusionsprodukte von etwa 1 MeV/u kein Zeitsignal genügender Auflösung (< 0.5 ns) abgeleitet werden kann, mußte ihr ein Zeitdetektor vorgeschaltet werden.

Um die Energieauflösung der Ionisationskammer möglichst wenig zu beeinträchtigen, wurde das Zeitsignal aus dem Nachweis der Elektronenemission aus dünnen Kohlenstofffolien mittels Kanalplattenvervielfachern gewonnen.

Die Eigenschaften des von P. Konrad und E. Turi entwickelten Detektors⁸⁾ sind in Tab. 4 zusammengefaßt.

Tabelle 3 : Eigenschaften der Ionisationskammer

Größe des Eintrittsfensters: 64 mm ϕ

Fensterfolie: 32 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Parylene C
(Lieferant: Union Carbide)

Stützung der Fensterfolie: Edelstahl-Maschengitter
0.1 mm Drahtdurchmesser
1 Draht pro mm
81% Transmission

Abstand Kathode-Frischgitter: 95 mm

Abstand Frischgitter-Anode: 18 mm

Länge des aktiven Gasvolumens: 210 mm, davon 80 mm ΔE

Zählgas: Methan 3.5 (99.95 %)

typ. Gasdruck: 70 Torr

Gasdurchfluß: ca. 10 at·l/h

typ. Energieauflösung bei 1 MeV/u für Schwerionen

($20 \leq A \leq 100$) : 600 keV

typ. Massenauflösung für 1 MeV/u : $\Delta A = 0.6 u$

(bei Vernachlässigung des Einflusses der Zeitmessung)

Messung des Y-Orts in der Kammer:

aus der Zeitdifferenz Anodenpuls-Kathodenpuls

(= Driftzeit der Elektronen von der Ionisationsspur
zum Frischgitter)

Messung des X-Orts in der Kammer:

durch Aufteilung eines Teils der Kathode in Streifen
parallel zur Einschußrichtung.

Der Ort wird aus den Signalen an den beiden Enden einer
Widerstandskette, welche die Streifen verbindet, er-
mittelt.

Tabelle 4 : Eigenschaften der Flugzeitstrecke:

Startdetektor:

"Dach"-Anordnung von 2 Kohlenstoff-Folien zur Kompensation der Ortsabhängigkeit.

Foliendicke: 10-15 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$

10^6 -fache Verstärkung der von den C-Folien ausgehenden Elektronen in Kanalplatten-Sekundärelektronenvervielfachern ("Channel-Plates ") von 70 mm ϕ

Öffnung des Detektors: ellipsenförmig wegen Schrägstellung der C-Folien, waagrechte Achse 70 mm, senkrechte Achse 50 mm

Transmission: ca. 86 %

Ansprechwahrscheinlichkeit für schwere Ionen: ca. 90 %

Zeitauflösung: ca. 180 ps

Stop-Signal:

Von der Strahlpulsung abgeleitet.

Zeitauflösung, gegeben durch Pulsbreite: ca. 1ns

Flugweg: 385 cm

typische Flugzeit ($v = 1.28 \text{ cm/ns}$) : 300 ns

Beschränkung der Massenauflösung durch die Zeitmessung:

$$\Delta A/A = 2 \Delta t/t = 2 \cdot 1 / 300 = 1/150$$

3.4 Installierung des Spektrometers am MF-Tandem- beschleuniger

Die Installierung des Instruments erfolgte am -25° -Strahlrohr in Targethalle II (siehe Fig. 7 auf Seite 27) . Dort steht wegen des zwischen den Schaltmagneten SW1 und SW2 eingebauten Hochenergie-Choppers ein untergrundfrei gepulster Schwerionenstrahl mit etwa 1 ns Zeitauflösung zur Verfügung.

Bei der Anordnung der Komponenten des Spektrometers wurde auf möglichst große Flexibilität geachtet. So wurden die Magnete und die HF-Ablenkung auf einer großen optischen Bank angebracht, auf der sie sich ohne Verlust der Justierung verschieben lassen. Nur das Target und das Detektorsystem mußten aus Platzgründen fest installiert werden.

3.5 Steuerung des HF-Wienfilters

Wegen der relativ hohen Komplexität des Geräts wird eine fehlerfreie Bedienung der Komponenten und Protokollierung der eingestellten Parameter durch computergesteuerten Betrieb gesichert.

Im oberen Teil von Fig. 8 auf Seite 34 ist die 'hardware' des Steuerungssystems dargestellt.

Mit den im zugehörigen Programm SYSCON gespeicherten Eichparametern ist eine sehr schnelle und korrekte Einstellung der Magnete und der HF-Amplitude und -Phase auf die gewünschten Reaktionsprodukte möglich.

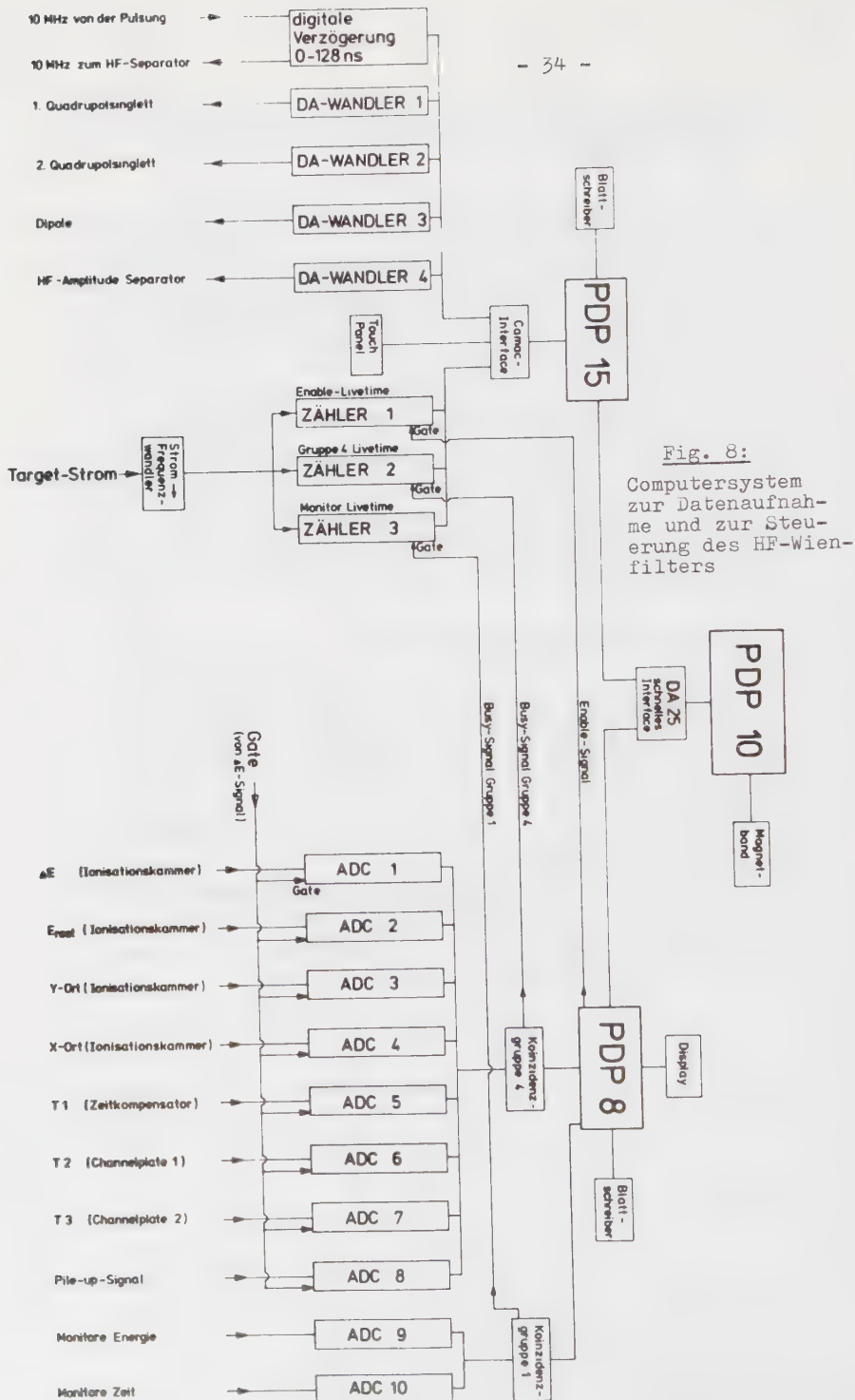


Fig. 8:

Computersystem zur Datenaufnahme und zur Steuerung des HF-Wien-filters

4. DURCHFÜHRUNG DER EXPERIMENTE

4.1 Eichung des Spektrometers

4.1.1 Eichung der HF-Phase

Die Eichung wurde mit Hilfe der Beobachtung des Primärstrahls am Sichtquarz ca. 200 cm nach dem HF-Wienfilter (siehe Fig.6 auf Seite 25) durchgeführt.

Bei eingeschalteter HF-Ablenkung und ausgeschalteten Dipolmagneten wurde an der digitalen Verzögerungsleitung die Phase zwischen Pulsung und HF-Ablenkung so eingestellt, daß der Strahlfleck in der Mitte des Quarzes lag, d.h. der Strahlpuls passiert gerade beim Nulldurchgang der HF den Ablenkkondensator. Da bei dieser Einstellung die Ablenkung sehr empfindlich auf Phasenänderungen reagiert, kann die Eichung auf 0.5 ns genau durchgeführt werden.

Die Stellung der digitalen Verzögerungsleitung wurde dann vom Systemkontroll-Programm gelesen und mit Hilfe der im Programm gespeicherten Primärstrahl-Parameter und geometrischen Größen in einen auf einen auf die Targetposition bezogenen Zeit-Nullpunkt umgerechnet. Die Richtung des HF-Nulldurchgangs ist vom Programm her durch die Forderung festgelegt, daß der Strahl bei Erhöhung der Verzögerung nach rechts abgelenkt wird.

4.1.2 Eichung der Ablenkung

Diese Eichung erfolgte im Anschluß an die Phaseneichung ebenfalls durch Beobachtung des Primärstrahls auf dem bereits erwähnten Quarz.

Das Programm reduzierte die Verzögerung gegenüber der Einstellung in 4.1.1 um 25 ns (das entspricht einer Phasenverschiebung von 90°) , so daß der Strahl in Flug-

richtung gesehen maximal nach links ausgelenkt wurde. Anschließend wurde die nach rechts gehende magnetische Ablenkung so weit erhöht, bis der Strahl wieder in der Mitte des Sichtquarzes lag.

Aus dieser Einstellung errechnete das Programm eine Eichung des HF-Feldes relativ zum magnetischen Feld.

4.1.3 Eichung des Detektorsystems

Die Energieeichung der Ionisationskammer und die Festlegung des Zeitnullpunkts für den Kanalplatten-Detektor erfolgte ebenfalls mit dem Primärstrahl.

Zu diesem Zweck mußte der Strahl von ca. 10^{11} Teilchen/s auf etwa 10^3 Teilchen/s reduziert werden, ohne sein Energie- und Zeit-Profil zu beeinträchtigen.

Dies konnte auf einfache Weise dadurch erreicht werden, daß der zweite Schaltmagnet (SW2 in Fig. 7 auf Seite 27) auf einen Ladungszustand ungleich dem am 90° -Magnet analysierten eingestellt wurde. Das HF-Wienfilter war bei dieser Eichung ausgeschaltet. Es gelangten also nur Teilchen in das Detektorsystem, welche zwischen dem ersten und dem zweiten Schaltmagneten im Restgas umgeladen wurden. Der so erhaltene Eichstrahl von ca. 10^5 Teilchen/s erwies sich als sehr sauber und konnte durch Schlitze auf 10^3 Teilchen/s oder weniger reduziert werden.

Diese leichte Variationsmöglichkeit der Zählrate über einen großen Bereich war bei der Untersuchung des Zählratenverhaltens der Detektoren und der Kontrolle der 'pile-up'-Unterdrückung von großem Vorteil.

4.2 Datenaufnahme

Der untere Teil von Fig. 8 auf Seite 34 zeigt die Erfassung der Daten von Zeitdetektor und Ionisationskammer zur Identifizierung der Fusionsprodukte. Die Parameter wurden in einer achtfachen Koinzidenz in der 'Koinzidenzgruppe 4' (d.h. beliebige Teilkoinzidenzen werden registriert) als Rohdaten auf Magnetband geschrieben.

Beim Zeitdetektor wurden (zu Vergleichszwecken) sowohl 'hardware'-mäßig mit Hilfe eines Zeitkompensators auf den Einfallsort korrigierte Zeitinformationen als auch die Einzelinformationen der beiden 'Dach'-Hälften des Kanalplattendetektors registriert.

Aus dem ΔE -Signal wurde außer einem Gate-Puls für die ADCs auch eine 'pile-up'-Information abgeleitet, mit deren Hilfe alle Ereignisse verworfen wurden, welche in einem Abstand zwischen ca. 100 ns und 20 μ s aufeinanderfolgten.

Die Energie- und Zeit-Information der beiden Monitor-detektoren, welche unter- und oberhalb der optischen Achse die Rutherford-Streuung des Primärstrahls im Target registrierten, wurde ebenfalls auf Band aufgezeichnet. Das Monitor-Energiespektrum diente zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte. Die Verwendung von zwei Zählern ermöglichte die Korrektur auf Abweichungen des Strahls von der optischen Achse in Y-Richtung.

Das Monitor-Zeitspektrum diente vor allem zur Kontrolle von Breite und Zeitlage des gepulsten Strahls.

Mit Hilfe der Zähler 2 und 3 in Fig. 8 wurde auf Totzeitunterschiede zwischen Monitor-Koinzidenzgruppe und 'Gruppe 4' korrigiert.

Das Online-Programm war darauf ausgerichtet, bereits während der Messung eine möglichst umfassende Infor-

mation über die Verteilung der Fusionsprodukte zu gewinnen. Zunächst wurden die Teilchen nach ihrer Kernladungszahl Z in ein Spektrum eingeordnet, welches aus $(\Delta E + E_{\text{rest}})^a - E_{\text{rest}}^a$ berechnet wurde ⁹⁾. Der Exponent a wurde entsprechend der Geschwindigkeit der interessierenden Fusionsprodukte gewählt. Liegt diese Geschwindigkeit im Maximum des Energieverlusts in ΔE , so wählt man $a=1$, betrachtet also ein ΔE -Spektrum. Liegt die Geschwindigkeit oberhalb des Maximums des Energieverlusts, so kompensiert man den mit wachsender Geschwindigkeit fallenden Energieverlust mit einem geeigneten Exponenten größer 1 (z.B. 1.25). Das Online-Programm erlaubte nun, in diesem Z -Spektrum drei Fenster zur weiteren Identifizierung zu setzen. Zu jedem Ereignis in einem Fenster wurde zunächst die Geschwindigkeit berechnet. Aus den bekannten Dicken der Zeitdetektor-Folien und des Eintrittsfensters der Ionisationskammer wurde dann mit Hilfe von für die jeweiligen Z -Werte als Funktion der Geschwindigkeit im Programm gespeicherten Northcliff-Tabellen der Fenster-Energieverlust errechnet und zur in der Ionisationskammer gemessenen Energie $\Delta E + E_{\text{rest}}$ addiert. Aus der korrigierten Energie und der Geschwindigkeit wurde dann die Masse errechnet. Mit Massen- und Z -Fenster konnten dann Geschwindigkeit, Energie, X - und Y -Ort der ausgewählten Nuklide betrachtet werden.

4.3 Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers

Vor der Durchführung des in 4.4 beschriebenen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Strahlungseinfangsexperiments wurde zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers überprüft. Hierzu dienten die aus Neutronen-Flugzeitmessungen bekannten Wirkungsquerschnitte⁵⁾ der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$ bei $E_{c.m.} = 19.3 \text{ MeV}$. Bei dieser Energie werden die Zustände bei $E_x = 9.61$ und 8.95 MeV resonant bevölkert. Der 0° -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$ für die beiden Zustände beträgt 1.4 bzw. 0.5 mb/sr .

Fig. 9a zeigt ein in der Resonanz bei einem Flugweg von 8.5 m aufgenommenes 0° -Neutronenspektrum⁵⁾.

Der Untergrund unter den Linien verschwindet, wenn man die Neutronen in Koinzidenz mit dem 451 keV γ -Übergang zum ^{23}Mg -Grundzustand mißt, wie es in Fig. 9b gezeigt ist. Da diese Messung mit einem Flugweg von 4 m durchgeführt wurde, ist die Auflösung schlechter als in Fig. 9a. Weist man nun statt der Neutronen die ^{23}Mg -Kerne aus dieser Reaktion mit dem Rückstoßspektrometer nach, so ist (abgesehen von der nicht so hohen Auflösung dieser Methode) ein Spektrum wie in Fig. 9b zu erwarten.

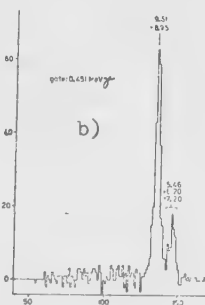
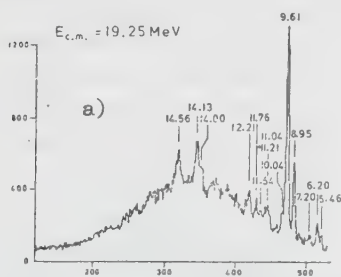


Fig. 9 : Neutronen-Flugzeitspektren der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$
a) aufgenommen mit einem Flugweg von 8.5 m
b) bei 4 m Flugweg in Koinzidenz mit 451 keV γ
(vgl. Fig. 11)

Die Kinematik-Rechnung der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{23}\text{Mg})n$ zu den Zuständen bei 9.61 und 8.95 MeV ergibt für die 0° -Richtung des Rückstoßspektrometers ^{23}Mg -Energien von ca. 14 MeV bei Emission des Neutrons unter 0° und von ca. 23 MeV bei 180° -Emission des Neutrons.

Da es sich um eine Reaktion zwischen identischen Teilchen handelt, sind die 180° -Wirkungsquerschnitte identisch mit denen bei 0° . Das Rückstoßspektrometer konnte daher auf die leichter identifizierbaren ^{23}Mg -Kerne von 23 MeV eingestellt werden, obwohl die Vergleichs-Wirkungsquerschnitte aus einer Neutronen-Flugzeitmessung unter 0° stammen.

Das Ergebnis der ca. zwanzigminütigen Messung mit einem 38.7 MeV-Kohlenstoffstrahl zeigt Fig. 10. Hier sind das Massen- und das Geschwindigkeitsspektrum mit einem Fenster auf $Z=12$ dargestellt. Die Geschwindigkeitsauflösung ist durch den Energieverlust von ca. 1 MeV der ^{23}Mg -Produkte in dem $68 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Kohlenstofftarget bestimmt. Sie ist in Fig. 10 für die verschiedenen Zustände im ^{23}Mg durch Balken angedeutet.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für $E_x=9.61$ und 8.95 MeV wurde der Spektreninhalt im schraffierten Bereich ermittelt. Wie im Anhang näher ausgeführt ist, ergibt sich für den eingestellten Raumwinkel von 1.45 msr ein integraler Labor-Wirkungsquerschnitt von $146 \mu\text{b}$.

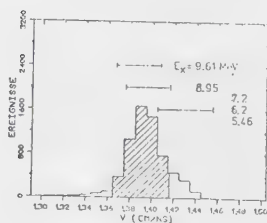
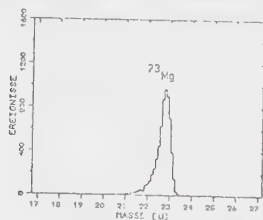


Fig. 10 :

Massen- und Geschwindigkeitsspektrum für $Z=12$, aufgenommen mit dem auf ^{23}Mg eingestellten Rückstoßspektrometer in der Reaktion $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ bei 38.7 MeV Projektilenergie

Zum Vergleich wurden die Neutronen-Wirkungsquerschnitte aus ⁵⁾ über die dem Laborwinkel von 0° bis 1.23° entsprechenden Schwerpunktswinkel von 0° bis 10.88° ($E_x = 9.61$ MeV) bzw. 0° bis 10.47° ($E_x = 8.95$ MeV) integriert. Unter Berücksichtigung der Verzweigungsverhältnisse (siehe Fig. 11) erhält man über die beiden Zustände summiert einen Wirkungsquerschnitt von $148 \mu\text{b}$ zum ^{23}Mg -Grundzustand.

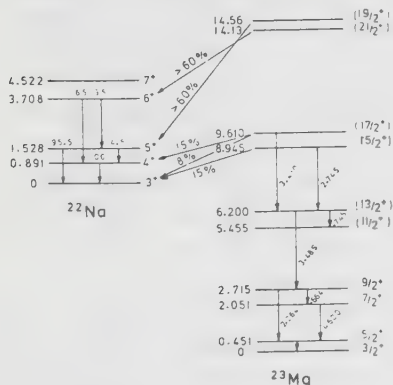


Fig. 11

Zerfallsschema angeregter Zustände in ^{23}Mg (entnommen aus Ref. 5)

Dieser Wert stimmt mit dem aus der Rückstosspektrometer-Messung gewonnenen Wirkungsquerschnitt von $146 \mu\text{b} \pm 20\%$ überein.

Der Fehler absoluter Wirkungsquerschnitte beträgt bei Neutronen-Flugzeit-Messungen ebenfalls ca. $\pm 20\%$ ¹⁰⁾. Es ergibt sich also, daß bei dieser Messung zwischen ca. 70% und 100% der durch die Eintrittsblende des Spektrometers gelangten ^{23}Mg -Rückstoßkerne das Detektorsystem erreichten.

4.4 Das $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Strahlungseinfangsexperiment

Die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurde bei Einschüßenergien von 38.7 und 40 MeV untersucht, also in und oberhalb der $E_{\text{c.m.}} = 19.3$ MeV-Resonanz.

4.4.1 Durchführung der Messung

Der Kohlenstoffstrahl wurde mit der Sputterquelle erzeugt. Am Target stand ein gepulster Strahl von bis zu 10 pA mit 400 ns Pulsabstand und ca. 1 ns Halbwertsbreite zur Verfügung.

Große Sorgfalt wurde darauf verwendet, den Strahl auf ca. ± 2 mrad genau in Richtung der optischen Achse auf das Target zu schießen. Die Überprüfung der Strahlage erfolgte mit Hilfe einer Viersektorblende von 5x5 mm Öffnung vor dem Target und eines Sichtquarzes vor dem Detektorsystem (siehe Fig. 6 auf Seite 25).

Die Form des Strahlflecks wurde mit einem Sichtquarz in Targetposition überprüft. Der Strahlfleck hatte ca. 2-3 mm Durchmesser.

In Fig. 6 ist auch die Wienfilteranordnung für dieses Experiment zu sehen. Der Abstand Target-HF betrug 130 cm. Die Flugzeit des Primärstrahls zwischen Target und HF war also ca. 50 ns, die der Compoundkerne ca. 100 ns.

Die Öffnung der Irisblende vor der Quadrupol-Linse war auf ± 21.5 mrad eingestellt. Dies entspricht einem Raumwinkel von 1.45 msr.

Die Quadrupollinse wurde vom Kontrollprogramm auf den nach der Formel von Betz ¹¹⁾ errechneten mittleren Ladungszustand von ^{24}Mg bei der betreffenden Geschwindigkeit eingestellt. Das HF-Wienfilter wurde auf die Rückstoßgeschwindigkeit von ^{24}Mg unter Berücksichtigung des mittleren Energieverlusts im Target eingestellt. In Tab.5 sind die Werte für die 40 MeV-Messung zusammengestellt.

Tabelle 5 :

Einstellung des HF-Wienfilters für die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$
bei $E(^{12}\text{C}) = 40 \text{ MeV}$

Eintrittsblende: $\pm 21.5 \text{ mrad}$
1. Quadrupollinse: 1.0 kG/cm
2. Quadrupollinse: 0.68 kG/cm
1. und 2. Dipolmagnet: 1.0 kG
HF-Spannung: 100 kV
eingestellter Compoundkern: $19.4 \text{ MeV } ^{24}\text{Mg}$ mit Ladung $8+$
eingestellte Geschwindigkeit: 1.25 cm/ns
berechnete Verteilung der häufigsten Ladungszustände:
 $7^+ : 18\%$
 $8^+ : 34\%$
 $9^+ : 30\%$
 $10^+ : 11\%$

Fig. 12:

Strahlengang für den Projektilstrahl und die drei häufigsten Ladungszustände von ^{24}Mg , berechnet mit dem Programm BTEK unter Verwendung der Einstellwerte aus Tab. 5

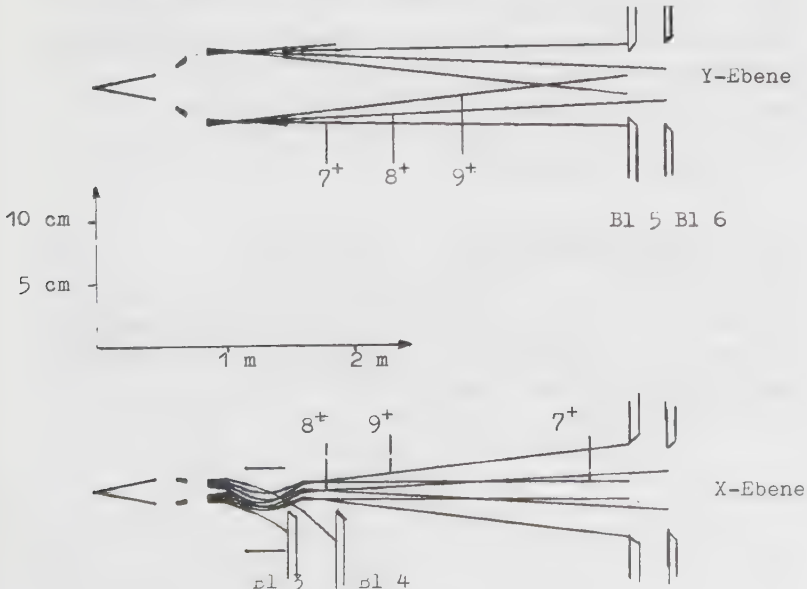


Fig. 12 zeigt den mit diesen Werten berechneten Strahlengang für den Projektilstrahl (Ladungszustand 6+ nach dem Target) und für die drei häufigsten Ladungszustände von ^{24}Mg .

Die Meßzeit betrug für jeden Energiepunkt etwa 4 Stunden, in dieser Zeit wurde eine Nachweisempfindlichkeit von ca. 2 nbarn pro Ereignis erreicht.

Die Messungen erfolgten mit einem ^{12}C -Target von $68 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Diese Dicke entspricht einer Energiedifferenz von 1.1 MeV zwischen den ^{24}Mg -Compoundkernen, die an der Vorderseite des Targets gebildet werden und jenen an der Rückseite produzierten.

Um die Einlagerung von Sauerstoff und Stickstoff aus dem Restgas der Aufdampfanlage möglichst gering zu halten, wurden die Targets durch Aufdampfen auf ein 350° heißes KCl-Substrat hergestellt. Das verwendete Material hatte einen auf 0.1% abgereicherten ^{13}C -Gehalt. Vor der Messung wurde das Target in der Targetkammer unter Vakuum mit einem Elektronenstrahl ca. 5 min bei Rotglut ausgeheizt, um die flüchtigen Targetverunreinigungen (vor allem Wasser) zu entfernen.

Um den Einfluß der möglichen ^{13}C -, ^{14}N - und ^{16}O -Verunreinigungen im Target zu erfassen, wurden bei beiden Energien Kontrollmessungen mit einem $49 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{13}C -Target (80% angereichert), einem $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Melamin-Target ($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) und einem $177 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ WO_3 auf $11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ C-Target durchgeführt.

4.4.2 Auswertung der Daten

Nach der Messung wurden die Rohdaten mit einem Replay-Programm analysiert, das ähnlich wie das Online-Programm (siehe 4.2) aufgebaut ist, jedoch eine bessere Trennung der Kernladungen erlaubt.

Zunächst wurde eine ΔE -E-Matrix erstellt, wie sie in Fig. 13 oben für die 40 MeV-Messung dargestellt ist. Durch die einzelnen Z-Äste wurden mit Hilfe von Stützstellen in 1 MeV Abstand Polygonzüge gelegt, die in einer Tabelle abgespeichert wurden. Das Replay-Programm bildete mit Hilfe dieser Tabelle die ΔE -E-Ebene in ein Z-Spektrum ab (siehe Fig. 13 unten).

Fig. 14 zeigt die Massen- und Geschwindigkeitsspektren mit Fenstern auf Z=7 bis Z=11 für einen Teil der 40 MeV-Messung. Fig. 15 zeigt das Massenspektrum für Z=12 und das Geschwindigkeitsspektrum mit Fenster auf ^{24}Mg für die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Messung bei 40 MeV sowie die entsprechenden Spektren aus den Kontrollmessungen mit ^{13}C -, Stickstoff- und Sauerstoff-Targets.

Die Wirkungsquerschnitte für ^{24}Mg , welche aus den Massenspektren in Fig. 15 ermittelt wurden, sind zusammen mit den Wirkungsquerschnitten für ^{26}Al aus der Messung mit ^{12}C - und ^{16}O -Target in Tab. 6 aufgeführt.

Die Ergebnisse der Messungen bei $E(^{12}\text{C}) = 38.7 \text{ MeV}$ unterscheiden sich von denen der 40 MeV-Messung nur unwesentlich und sind deshalb hier nicht wiedergegeben.

Tabelle 6 : Labor-Wirkungsquerschnitte für ^{24}Mg und ^{26}Al , gemessen mit dem auf 19.4 MeV ^{24}Mg eingestellten Rückstoßspektrometer beim Beschuß verschiedener Targets mit einem 40 MeV ^{12}C -Strahl.
(Angegeben ist der statistische Fehler)

Target	$\sigma (^{24}\text{Mg})$	$\sigma (^{26}\text{Al})$
^{12}C	$0.36 \mu\text{b} \pm 20\%$	$0.54 \mu\text{b} \pm 9\%$
^{13}C	$< 2.5 \mu\text{b}$	
$\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$	$190 \mu\text{b} \pm 4\%$	
WO_3	$154 \mu\text{b} \pm 9\%$	$1060 \mu\text{b} \pm 5\%$

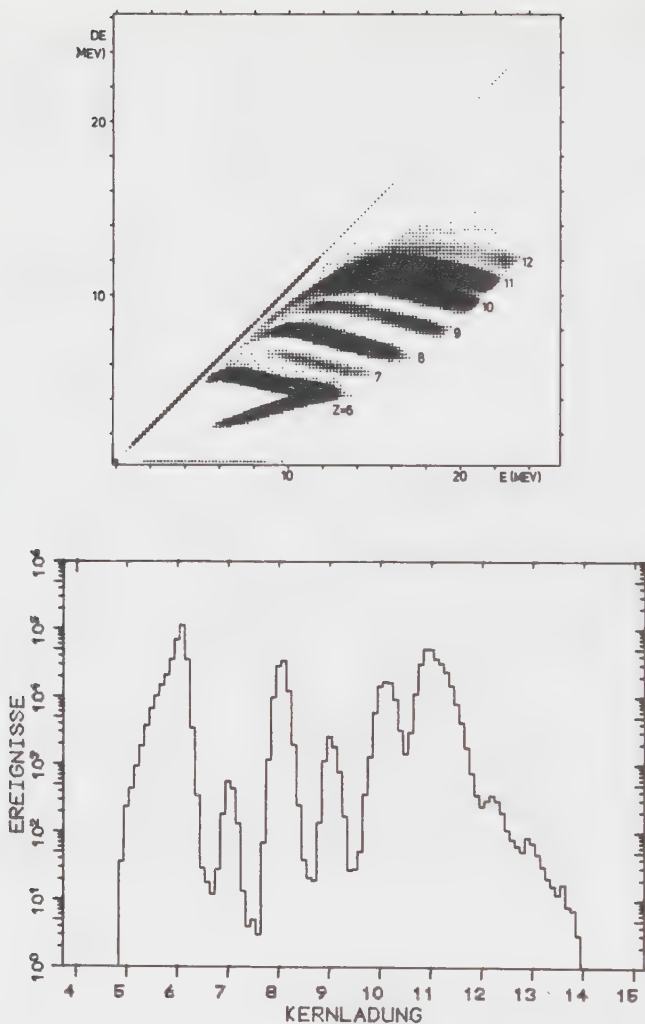


Fig. 13 : Δ E-E-Matrix aus der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $E(^{12}\text{C}) = 40$ MeV und Spektrum der Kernladungen, welches aus der Matrix durch Projektion längs der Äste erzeugt wurde.

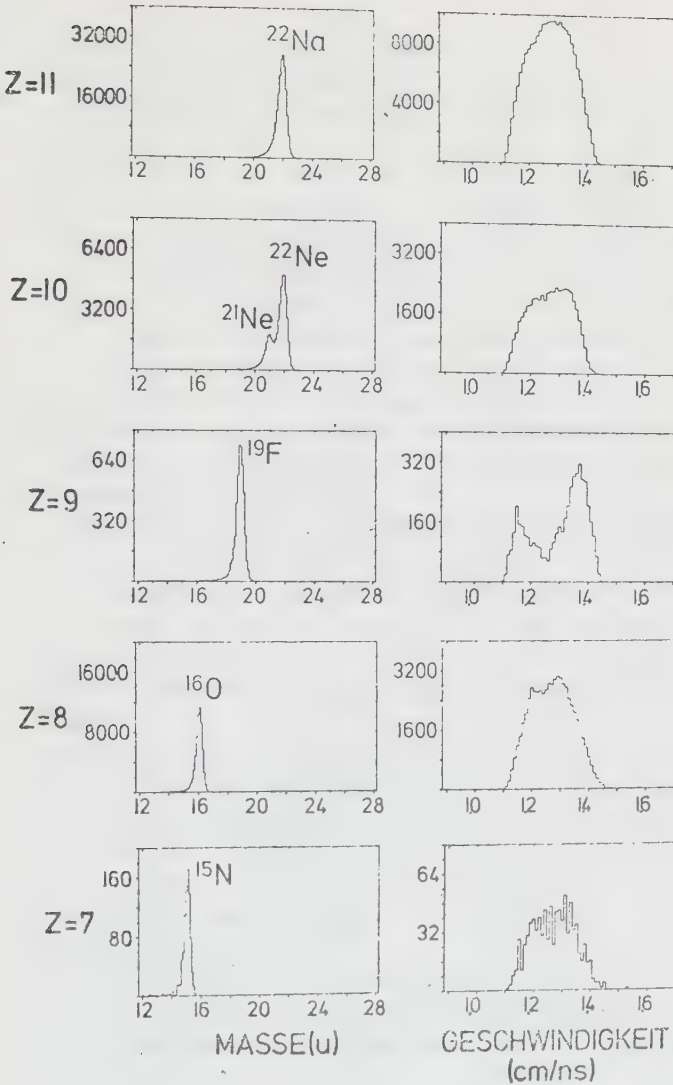


Fig. 14: Massen- und Geschwindigkeitsspektren aus der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Messung mit $E(^{12}\text{C}) = 40 \text{ MeV}$ mit Fenster auf die Kernladungen $Z=7$ bis $Z=11$

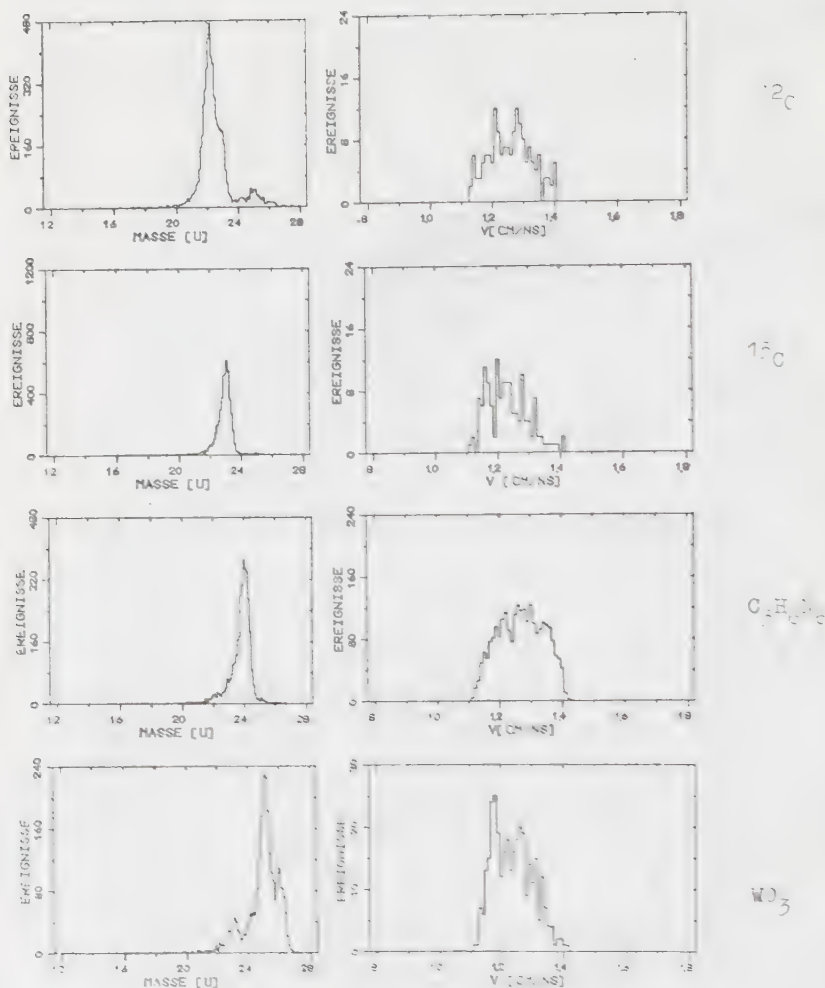


Fig. 10:

Massenspektren mit Fenster auf $Z = 12$ und Geschwindigkeitspektren mit Fenster auf ^{24}Mg aus der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mit $E(^{12}\text{C}) = 40 \text{ MeV}$ und aus den Kontrollmessungen mit ^{13}C , Stickstoff- und Sauerstoff-Target.

4.4.3 Diskussion der Meßergebnisse

a) Betrachtung der gemessenen Teilchen mit Kernladungszahl < 12

Wie in Fig. 13 zu sehen ist, ist die $Z=6$ -Zählrate niedriger als die der Fusionsprodukte, d.h. die Primärteilchen sind auf ein nicht störendes Maß unterdrückt. Insgesamt wurden von ca. 3×10^{14} auf das Target gefallenen Projektilen nur ca. 3×10^6 registriert. Der Unterdrückungsfaktor beträgt also 10^{-8} . Die registrierten Primärteilchen besitzen zum großen Teil die Durchlaßgeschwindigkeit des HF-Wienfilters. Sie haben durch Streuung in Targetnane den geeigneten Energieverlust erhalten. Der Unterdrückungsfaktor ließe sich vermutlich durch noch sorgfältigere Fokussierung auf das Target weiter verbessern.

Projektilteilchen mit der ursprünglichen Energie gelangten nicht in nennenswertem Umfang in den Detektor. Eine genaue Angabe über ihre Zahl läßt sich nicht machen, da sie in der Ionisationskammer nicht voll abgebremst wurden, jedoch ist der Unterdrückungsfaktor bezüglich Projektilteilchen der Originalenergie noch um mehrere Zehnerpotenzen besser.

Fig. 14 zeigt die Filterwirkung des Instruments in bezug auf Geschwindigkeit und Winkelverteilung. Alle Fusionsprodukte sind um die eingestellte Sollgeschwindigkeit von 1.25 cm/ns verteilt. Die Zehntelwertbreite der Geschwindigkeitsspektren reicht von 1.1 bis 1.45 cm/ns, die Breite des Durchlaßfensters beträgt relativ zur mittleren Geschwindigkeit also etwa 28%.

Bei ^{19}F , welches durch Verdampfung eines α -Teilchens und eines Protons aus dem Compoundkern ^{24}Mg hervorgeht, entsteht durch den hohen α -Rückstoß eine doppelhöckrige Verteilung der Geschwindigkeit. Der mittlere Teil des Spektrums entspräche einer seitlichen Emission des α -Teilchens. Solche Rückstoßkerne werden jedoch so weit aus der 0° -Richtung abgelenkt, daß sie nicht mehr in die Eintrittsöffnung von ± 21.5 mrad gelangen. Aus dem selben Grund ist der stärkste ¹⁷⁾ Reaktionskanal ^{12}C (^{12}C , ^{20}Ne) α hier praktisch vollständig unterdrückt.

seim 2α -Kanal ^{16}O heben sich die α -Rückstöße teilweise wieder auf, so daß eine große Zählrate beobachtet wird.

Die Lage der Einsenkung im ^{19}F -Geschwindigkeitsspektrum gibt die Geschwindigkeit des Compoundkerns ^{24}Mg vor der Teilchenabdampfung wieder, man kann an ihr also ablesen, ob man gut auf die Compoundgeschwindigkeit eingestellt hat.

Aus der Lage des Geschwindigkeitsspektrums im Geschwindigkeitsfenster des HF-Wienfilters läßt sich im allgemeinen auch erkennen, ob das betreffende Fusionsprodukt vom Target oder von Target-Verunreinigungen stammt. Fusionsprodukte aus Reaktionen mit dem Target sind ziemlich symmetrisch um die Compoundkerngeschwindigkeit verteilt. Da die Compoundkerne aus Verunreinigungen eine niedrigere bzw. höhere Rückstoßgeschwindigkeit haben, je nach dem, ob die Verunreinigung schwerer oder leichter als das Target ist, ist auch die Verteilung der Verdampfungsrestkerne zu niedrigeren bzw. höheren Geschwindigkeiten verschoben. Dieser Effekt ist bei der Kontrollmessung mit dem Sauerstoff-Target (siehe Seite 48 rechts unten) deutlich zu beobachten.

b) Untersuchung des Strahlungseinfang-Kanals ^{24}Mg

Durch Vergleich der ^{26}Al -Wirkungsquerschnitte (siehe Tab. 6 auf Seite 45) aus den Messungen mit ^{12}C - und Sauerstoff-Target ergibt sich eine Verunreinigung des Kohlenstofftargets von 1 Sauerstoffatom auf 2000 C-atome (dies entspricht 0.068 Gewichtsprozent). Nur 20% des mit dem ^{12}C -Target beobachteten ^{24}Mg -Wirkungsquerschnitts von 360 nb stammen also aus dem Sauerstoffanteil im Target. Das ^{24}Mg -Geschwindigkeitsspektrum (Seite 48 rechts oben) zeigt weder die typische, zu niedrigen Geschwindigkeiten verschobene Verteilung aus der Reaktion mit Sauerstoff (siehe Seite 48 rechts unten) noch die schmale, durch Target-Energieverlust und Gamma-Rückstoß bestimmte Verteilung, wie sie von einer

Strahlungseinfangsreaktion erwartet wird. Es gleicht viel mehr dem Geschwindigkeitsspektrum aus der Kontrollmessung mit dem Stickstoff-Target. Führt man die restlichen 80% des ^{24}Mg -Wirkungsquerschnitts von 360 nb auf Stickstoffverunreinigungen zurück, so errechnet sich ein Stickstoffgehalt des ^{12}C -Targets von 0.12 Gewichtsprozent. Entsprechend dem ^{13}C -Anteil von 10^{-3} im Target trägt ^{13}C mit weniger als 2.5 nb praktisch nichts bei. Die Statistik des ^{24}Mg -Spektrums aus der Messung mit ^{12}C -Target reicht nicht aus, um durch Subtraktion des Stickstoff- und Sauerstoff-Untergrunds einen Wirkungsquerschnitt für Strahlungseinfang zu gewinnen und die zugehörige Geschwindigkeitsverteilung zu ermitteln. Es kann jedoch eine obere Grenze für diesen Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck wurde die Form des Geschwindigkeitsspektrums bei Strahlungseinfang mit einem Monte Carlo-Programm berechnet. Das Programm geht davon aus, daß keine Winkelkorrelationen zwischen den Gammaquanten der Kaskade bestehen, und daß die Gammaemission isotrop erfolgt. Der Einfluß des Energieverlusts im Target wird berücksichtigt. Für die Form des berechneten Spektrums ist neben dem Target-Energieverlust der Verlauf der eingegebenen Gamma-Kaskade von entscheidender Bedeutung. Zur Ermittlung der wichtigsten γ -Kaskaden wurde eine von G. Denhöfer und D. Evers durchgeführte Rechnung¹²⁾ nach dem statistischen Modell zur Hilfe genommen. Das Ergebnis dieser Rechnung für die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg})\gamma$ bei $E_{\text{c.m.}} = 19.3$ MeV ist in Fig. 16 gezeigt. Bei Verwendung der dort angegebenen Übergangsstärken ergibt sich ein Strahlungseinfang-Wirkungsquerschnitt von ca. 400 nb. Die Rechnung ergibt, daß die wesentlichen Anteile des Querschnitts über einen hochenergetischen Übergang zum 8^{+} - und 6^{+} -Zustand auf der Yrast-Linie gebildet werden.

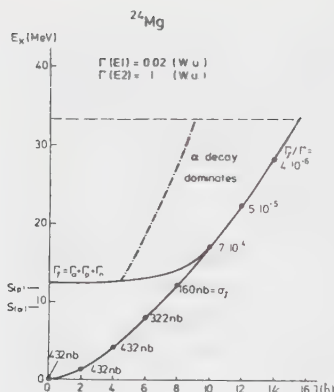


Fig. 16:

Ergebnis einer Rechnung nach dem statistischen Modell mit dem Code GROGI 2 für die Reaktion

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg}) x\gamma$
bei $E_{\text{c.m.}} = 19.3 \text{ MeV}$.

(aus Ref. 12)

Entsprechend wurde bei den Monte Carlo-Rechnungen für $E_{\text{c.m.}} = 20 \text{ MeV}$ die Abregung des bei einer Anregungsenergie von $E_x = 33.9 \text{ MeV}$ gebildeten Compoundkerns ^{24}Mg über eine γ -Kaskade von 13.7, 7.0, 5.1, 4.0, 2.7 und 1.4 MeV bzw. über eine γ -Kaskade von 20.7, 5.1, 4.0, 2.7 und 1.4 MeV eingegeben.

In Fig. 17 sind die Ergebnisse dieser Rechnungen mit 13.7 MeV als erstem γ -Übergang (Punkte) und 20.7 MeV als erstem Übergang (Kreuze) für einen Wirkungsquerschnitt von jeweils 200 nb zusammen mit dem ^{24}Mg -Spektrum aus der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $E_{\text{c.m.}} = 20 \text{ MeV}$ dargestellt. Bei der Kaskade mit dem 20.7 MeV-Übergang ist der γ -Rückstoß bereits so groß, daß bei seitlicher Emission des hochenergetischen Gammas der Rückstoßkern nicht mehr in die Eintrittsblende des Rückstoßspektrometers gelangt. So entsteht wie bei dem ^{19}F -Spektrum auf Seite 47 eine doppelhöckerige Struktur.

Durch Vergleich der gerechneten Spektren mit der gemessenen ^{24}Mg -Geschwindigkeitsverteilung kann man unter Berücksichtigung der Verteilung aus der Kontrollmessung mit Stickstoff-Target den möglichen Anteil von Strahlungseinfang auf $< 100 \text{ nb}$ schätzen.

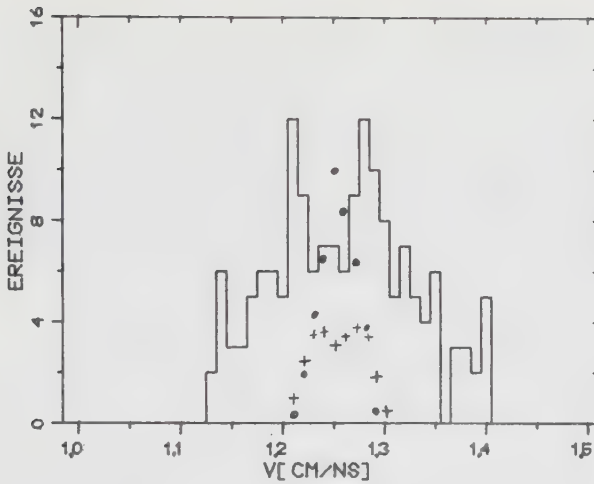


Fig. 17:

^{24}Mg -Spektrum aus der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mit $E(^{12}\text{C}) = 40 \text{ MeV}$ und Ergebnisse einer Monte Carlo-Rechnung für 200 nb Strahlungseinfang mit einem ersten γ -Übergang von 13.7 MeV (Punkte) und einem ersten γ -Übergang von 20.7 MeV (Kreuze)

5. SCHLUSSBETRACHTUNG

Die ersten Messungen mit dem Rückstoßspektrometer haben gezeigt, daß es sich ausgezeichnet zur Untersuchung von Strahlungseinfang-Reaktionen eignet, da es eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Strahlungseinfangsprodukte besitzt und durch seine Winkel- und Geschwindigkeitsselektivität eine Diskriminierung gegenüber Fusionsprodukten aus schwereren Targetverunreinigungen erlaubt. Nach einer weiteren Verbesserung der Target-Reinheit sind quantitative Aussagen über die Wirkungsquerschnitte zu erwarten.

Die bisher publizierten Ergebnisse über Strahlungseinfang bei Schwerionen-Reaktionen kann man in zwei Klassen einteilen:

1. Reaktionen, bei denen der Strahlungseinfang durch Messung der hochenergetischen Gammaübergänge zum Grundzustand und zu Zuständen bis ca. 5 MeV Anregungsenergie nachgewiesen wurde. Feldman und Heikkinen¹³⁾ untersuchten auf diese Weise die Reaktionen ${}^6,7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$, ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$ und ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ in der Nähe der Coulombschwelle. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte liegen zwischen 0 und 60 nb/sr, die integralen Querschnitte liegen unter der Annahme isotroper Winkelverteilung also zwischen 0 und 750 nb. Nur in der Reaktion ${}^7\text{Li} ({}^{16}\text{O}, \gamma) {}^{23}\text{Na}$ wurde bei 25.4 MeV Anregungsenergie eine resonanzartige Zunahme des Wirkungsquerschnitts auf 192 nb/sr beobachtet.

Vor kurzem wurde von Sandorfi und Nathan¹⁴⁾ auch im System ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ eine Resonanz des Strahlungseinfangs zum Grundzustand bei einer Anregungsenergie von 22 MeV im ${}^{24}\text{Mg}$ mit 50nb/sr beobachtet.

2. Reaktionen, bei denen der Strahlungseinfang über

die Messung von γ -Aktivitäten untersucht wurde. Neuere Messungen mit dieser Methode wurden von Imazato¹⁵⁾ ($^{16}\text{O} (^{32}\text{S}, \gamma) ^{48}\text{Cr}$ und $^{40}\text{Ca} (^{12}\text{C}, \gamma) ^{52}\text{Fe}$) und von Zeller et al.¹⁶⁾ ($^{30}\text{Si} (^{14}\text{N}, \gamma) ^{44}\text{Sc}$) durchgeführt. Die publizierten Wirkungsquerschnitte liegen in der Größenordnung $10 \mu\text{b}$. Bei Zeller fällt vor allem die Zunahme des Wirkungsquerschnitts von ca. 7 auf ca. 20 μb bei Erhöhung der Einschußenergie von 40 auf 60 MeV auf.

Verglichen mit den Wirkungsquerschnitten von etwa 600 nb aus den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Messungen von Feldman und Heikkinen und von Sandorfi und Nathan bei 20-24 MeV Anregungsenergie im ^{24}Mg erscheint die in dieser Arbeit abgeschätzte Grenze von 100 nb bei einer Anregungsenergie von ca. 34 MeV im ^{24}Mg plausibel, da mit zunehmender Anregungsenergie die Konkurrenz des Teilchenzerfalls zunimmt.

Die um mehr als eine Größenordnung höheren Wirkungsquerschnitte aus den Aktivierungsmessungen sind schwer zu verstehen. Rechnungen nach dem statistischen Modell liefern für die Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg}) \gamma$ bei $E_{\text{c.m.}} = 19.3 \text{ MeV}$ einen ähnlichen Wirkungsquerschnitt wie für die Reaktion $^{16}\text{O} (^{32}\text{S}, ^{48}\text{Cr}) \gamma$ bei $E_{\text{c.m.}} = 27.8 \text{ MeV}$.¹⁷⁾ Nachdem die Messungen, welche gegen Targetverunreinigungen diskriminieren (Spektroskopie hochenergetischer Gammas und Rückstoßspektrometer), niedrige Wirkungsquerschnitte liefern und die Aktivierungsmessungen um mehr als eine Größenordnung höhere, drängt sich der Verdacht auf, daß letztere durch Targetverunreinigungen verfälscht sein könnten. Eine Überprüfung publizierter Reaktionen durch Messungen am Rückstoßspektrometer findet gegenwärtig statt.

Anhang: Ermittlung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{23}\text{Mg})\text{ n}$ bei $E_{\text{Lab}} = 38.7\text{ MeV}$

1. Monitore

Abstand Target-Monitor : $133 \pm 2\text{ mm}$
 Blendendurchmesser : $2.0 \pm 0.1\text{ mm}$
 Raumwinkel : $\Omega_{\text{n}} = 0.173 \pm 0.017\text{ msr}$

2. Gemessene Monitor-Zählraten:

Monitor 1 : 685856 Ereignisse
 Monitor 2 : 306144 Ereignisse
 Zählratenverhältnis $M1/M2 : 2.25$

3. Abstand zur optischen Achse:

Monitor 1 (oben) : 17.5 mm
 Monitor 2 (unten): 20.75 mm
 Hieraus **erwartetes** Zählratenverhältnis: $M1/M2 = 1.96$
 Der Strahl lag also nur ca. 0.25 mm oberhalb der optischen Achse.

4. Wirkungsquerschnitte:

Die Monitorstellungen Werden nun relativ zur Strahlachse gerechnet. Dann ergeben sich folgende Rutherford-Querschnitte:

	Abstand (mm)	 Lab	 c.m.	$\left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega}\right)_{\text{c.m.}}$ (barn/sr)	$\left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}}$ (barn/sr)
Monitor 1	17.25	7.4°	14.8°	16.4	65
Monitor 2	21.0	9°	18°	7.6	30

$M1:M2 = 2.17$

Ist N_R die Zählrate der mit dem Rückstoßspektrometer untersuchten Reaktion und N_M die Monitor-Zählrate der rutherfordgestreuten Primärteilchen sowie Ω_M der Monitor-Raumwinkel, so gilt für den totalen vom Rückstoßspektrometer erfaßten Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{total}} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega_{\text{Lab}}} \cdot \Omega_M \cdot \frac{N_R}{N_M}$$

Die Normierung über die beiden Monitore liefert einen Mittelwert von 16.8 nb pro Ereignis.

Die ^{25}Mg -Zählrate im schraffierten Bereich von Fig. 10 auf Seite 40 beträgt 5339 . Die Korrektur auf die Detektor-Ansprechwahrscheinlichkeit (61.5%) ergibt 8681 Ereignisse. Der totale in den Raumwinkel des Spektrometers von 1.45 msr gelangte Wirkungsquerschnitt beträgt also:

$$\underline{\sigma_{\text{total}} = 146 \mu\text{b}}$$

Die Detektor-Ansprechwahrscheinlichkeit von 61.5% setzt sich zusammen aus:

1. 81% Transmission des Ionisationskammer-Eintrittsfensters
2. 99% Transmission des Potentialgitters zwischen dem Δ E- und dem E_{rest} -Teil der Ionisationskammer
3. 86% Transmission durch die Gitter des Zeitdetektors
4. 89% Ansprechwahrscheinlichkeit des Zeitdetektors

5. Fehlerabschätzung

Der Gesamtfehler bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung wird auf ca. 20% geschätzt.

Er setzt sich zusammen aus 10% Unsicherheit des Monitor-raumwinkels, 10% Unsicherheit auf Grund des nicht bekannten Verlaufs der Strahlintensität über den Strahlfleck von ca. 3mm Durchmesser und 15% Unsicherheit bei der Integration des Geschwindigkeitsspektrums in Fig. 10.

Da die Strahlrichtung auf ca. 2 mrad genau festgelegt war, liefert deren Unsicherheit keinen nennenswerten Beitrag zum Fehler.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) H. Ewald, K. Güttner, G. Münzenberg, P. Armbruster,
W. Faust, S. Hoffmann, K.-H. Schmidt, W. Schneider,
K. Valli, Nucl. Instr. Meth. 139, (1976) , 223
- 2) K. van Bibber, E.R. Cosman, A. Sperduto, T.M. Cormier,
T.N. Chin, Ole Hansen, Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 687
- 3) E.R. Cosman, T.M. Cormier, K. van Bibber, A. Sperduto,
G. Young, J. Erskine, L.R. Greenwood, Ole Hansen,
Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 265
- 4) P. Sperr, D. Evers, K. Rudolph, W. Assmann, E. Spindler,
P. Konrad, G. Denhöfer
Phys. Lett. 49 B (1974) 345
- 5) D. Evers, G. Denhöfer, W. Assmann, A. Harasim,
P. Konrad, C. Ley, K. Rudolph
Z. Physik A 280 (1977) 287
- 6) G. Böhm : Untersuchungen zur Strahlfokussierung
am HF-Rückstoßspektrometer
Staatsexamensarbeit LMU München, 1976
- 7) U. Quade : Ionisationskammer zur Energiemessung
von Schwerionen.
Diplomarbeit LMU München, 1975
- 8) E. Turi : Aufbau und Test eines Flugzeitdetektors
mit Kanalplattensekundärelektronenvervielfachern.
Diplomarbeit LMU München, 1977
- 9) F.S. Goulding, D.A. Landis, J Cerny, R.H.Fehl
Nucl.Instr. and Meth. 89 (1970) 189

- 10) D. Evers, W. Assmann, K. Rudolph, S.J. Skorka
Nucl. Phys. A 198 (1972) 268
- 11) H.D. Betz, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465
- 12) Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums
Garching 1978, Seite 27
- 13) W. Feldman, W. Heikkinen, Nucl. Phys. A 133 (1969) 177
- 14) A.M. Sandorfi, A.M. Nathan
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1253
- 15) J. Imazato, Z. Physik A 277 (1976) 117
- 16) A.F. Zeller, H.S. Plendl, R.H. Davis, M.E. Williams,
C.I. Delaune, Phys. Rev. C 13 (1976) 661
- 17) M. Conjeaud, S. Gary, S. Harar, J.P. Wieleczo,
Nucl. Phys. A 309 (1978) 515

Die Durchführung dieser Arbeit an der Abteilung Kernphysik der Universität München wurde ermöglicht durch die großzügige Förderung seitens des Freistaats Bayern und des Bundesministeriums für Forschung und Technologie und durch die Unterstützung zahlreicher Mitarbeiter, bei denen ich mich herzlich bedanken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. S.J. Skorka für die Anregung zu dieser Arbeit und seine stetige Unterstützung bei ihrer Durchführung.

Herrn Dr. habil., Dr. D. Evers und Herrn Priv. Doz. Dr. K.E.G. Löbner danke ich für die intensive Betreuung und die tatkräftige Mitwirkung bei den Experimenten.

Herrn Ing. grad. R. Glas bin ich für die Anfertigung der Konstruktionszeichnungen und die Hilfe beim Aufbau des Instruments zu großem Dank verpflichtet.

Den Herren P. Konrad und U. Quade schulde ich Dank nicht nur für ihren Einsatz beim Aufbau des Spektrometers und bei der Durchführung der Experimente, sondern auch für die Entwicklung des Detektorsystems.

Herrn W. Hager danke ich für seine Mithilfe bei der Inbetriebnahme der HF-Ablenkung, Herrn G. Böhm für die Mitwirkung bei der Inbetriebnahme der Magnete. Herrn G. Denhöfer danke ich für seine Unterstützung bei der Justierung des Spektrometers.

Ich bedanke mich auch bei den Mitarbeitern des technologischen Labors der Universität für die Herstellung der Targets und der Kohlenstoff-Folien für den Zeitdetektor und bei den Mitarbeitern der Mechanik- und der Elektronik-Werkstätte der Universität, wo ein großer Teil der Komponenten des Spektrometers angefertigt wurde.

Der Rechnergruppe des Beschleuniger-Labors danke ich für die Unterstützung bei der Inbetriebnahme der Systemkontrolle und den Tandem-Operateuren für ihren unermüdlichen Einsatz bei der Bereitstellung des Strahls.

LEBENS LAUF

Am 18. Juli 1943 wurde ich als Sohn des Majors im Generalsstab Hugo Rudolph und seiner Ehefrau Charlotte, geb. Schmid, in München geboren.

1949 bis 1953 besuchte ich die Volksschule in Landsberg/Lech. 1953 trat ich in die Oberrealschule in Landsberg/Lech ein und legte dort im Juni 1962 die Reifeprüfung ab.

Im Oktober 1962 wurde ich als Stipendiat in die kgl. Stiftung Maximilianeum in München aufgenommen.

Ab November 1962 studierte ich Physik an der Universität München, wo ich im Juni 1965 die Diplom-Vorprüfung in Physik ablegte.

Von Herbst 1965 bis Juli 1966 studierte ich im Rahmen eines Austauschprogramms der Stiftung Maximilianeum mit dem Colegio San Bartolomé in Salamanca, Spanien, spanische Literatur und Geschichte an der Universität Salamanca.

Im Herbst 1966 setzte ich an der Universität München das Physikstudium fort.

Im Mai 1968 begann ich am Lehrstuhl Prof. Skorka der Sektion Physik der Universität München meine Diplomarbeit mit dem Thema: "Entwurf und Aufbau einer Pulsungsapparatur für hochenergetische Ionen".

Im Juli 1970 legte ich die Diplom-Hauptprüfung in Physik ab.

Seit August 1970 bin ich am gleichen Lehrstuhl als wissenschaftlicher Angestellter tätig.

Offsetdruck
GmbH & Co. KG

86 Bamberg

Hohe-Kreuz Str 9b

M. SCHADEL

• Tel. 0951/54414 • 58481 •